Acerca de este libro

Esta es una copia digital de un libro que, durante generaciones, se ha conservado en las estanterías de una biblioteca, hasta que Google ha decidido escanearlo como parte de un proyecto que pretende que sea posible descubrir en línea libros de todo el mundo.

Ha sobrevivido tantos años como para que los derechos de autor hayan expirado y el libro pase a ser de dominio público. El que un libro sea de dominio público significa que nunca ha estado protegido por derechos de autor, o bien que el período legal de estos derechos ya ha expirado. Es posible que una misma obra sea de dominio público en unos países y, sin embargo, no lo sea en otros. Los libros de dominio público son nuestras puertas hacia el pasado, suponen un patrimonio histórico, cultural y de conocimientos que, a menudo, resulta difícil de descubrir.

Todas las anotaciones, marcas y otras señales en los márgenes que estén presentes en el volumen original aparecerán también en este archivo como testimonio del largo viaje que el libro ha recorrido desde el editor hasta la biblioteca y, finalmente, hasta usted.

Normas de uso

Google se enorgullece de poder colaborar con distintas bibliotecas para digitalizar los materiales de dominio público a fin de hacerlos accesibles a todo el mundo. Los libros de dominio público son patrimonio de todos, nosotros somos sus humildes guardianes. No obstante, se trata de un trabajo caro. Por este motivo, y para poder ofrecer este recurso, hemos tomado medidas para evitar que se produzca un abuso por parte de terceros con fines comerciales, y hemos incluido restricciones técnicas sobre las solicitudes automatizadas.

Asimismo, le pedimos que:

+ *Haga un uso exclusivamente no comercial de estos archivos* Hemos diseñado la Búsqueda de libros de Google para el uso de particulares; como tal, le pedimos que utilice estos archivos con fines personales, y no comerciales.

+ *No envíe solicitudes automatizadas* Por favor, no envíe solicitudes automatizadas de ningún tipo al sistema de Google. Si está llevando a cabo una investigación sobre traducción automática, reconocimiento óptico de caracteres u otros campos para los que resulte útil disfrutar de acceso a una gran cantidad de texto, por favor, envíenos un mensaje. Fomentamos el uso de materiales de dominio público con estos propósitos y seguro que podremos ayudarle.

+ *Conserve la atribución* La filigrana de Google que verá en todos los archivos es fundamental para informar a los usuarios sobre este proyecto y ayudarles a encontrar materiales adicionales en la Búsqueda de libros de Google. Por favor, no la elimine.

+ *Manténgase siempre dentro de la legalidad* Sea cual sea el uso que haga de estos materiales, recuerde que es responsable de asegurarse de que todo lo que hace es legal. No dé por sentado que, por el hecho de que una obra se considere de dominio público para los usuarios de los Estados Unidos, lo será también para los usuarios de otros países. La legislación sobre derechos de autor varía de un país a otro, y no podemos facilitar información sobre si está permitido un uso específico de algún libro. Por favor, no suponga que la aparición de un libro en nuestro programa significa que se puede utilizar de igual manera en todo el mundo. La responsabilidad ante la infracción de los derechos de autor puede ser muy grave.

Acerca de la Búsqueda de libros de Google

El objetivo de Google consiste en organizar información procedente de todo el mundo y hacerla accesible y útil de forma universal. El programa de Búsqueda de libros de Google ayuda a los lectores a descubrir los libros de todo el mundo a la vez que ayuda a autores y editores a llegar a nuevas audiencias. Podrá realizar búsquedas en el texto completo de este libro en la web, en la página `http://books.google.com`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

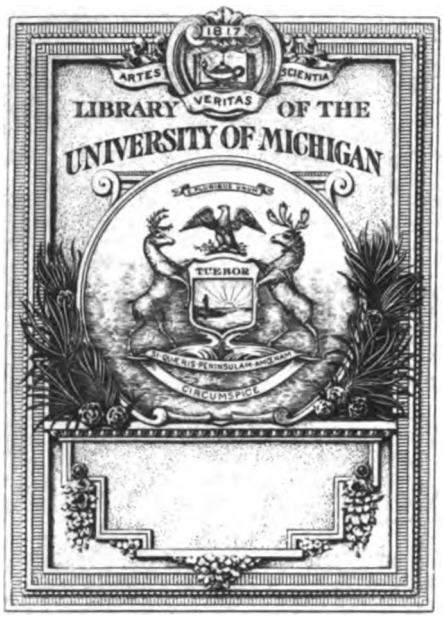
+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

B 1,059,572

Digitized by Google



Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

QC
1
.T58

Digitized by Google

Digitized by Google

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

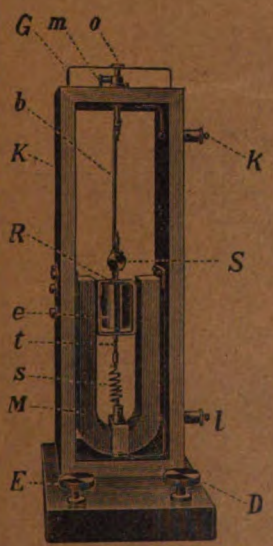
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 1. | 1. Januar 1910. No. 311. | 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Bis jetzt sind vier derartige Instrumente ausgearbeitet worden, nämlich:

Drehspulen-Spiegelgalvanometer (Sieh. Fig.) **M. 60.—**
Ablesefernrohr mit Skala . . . . . M. 40.—
Gleitdraht . . . . . M. 20.—
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm . . . . . M. 32.—

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Firma R. Fuess in Steglitz bei Berlin, betreffend: Ergänzungsprospekt No. 135 über Projektionsapparate etc. und einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von B. G. Teubner in Leipzig, betreffend: „Himmel und Erde".

Digitized by Google

REGISTER:

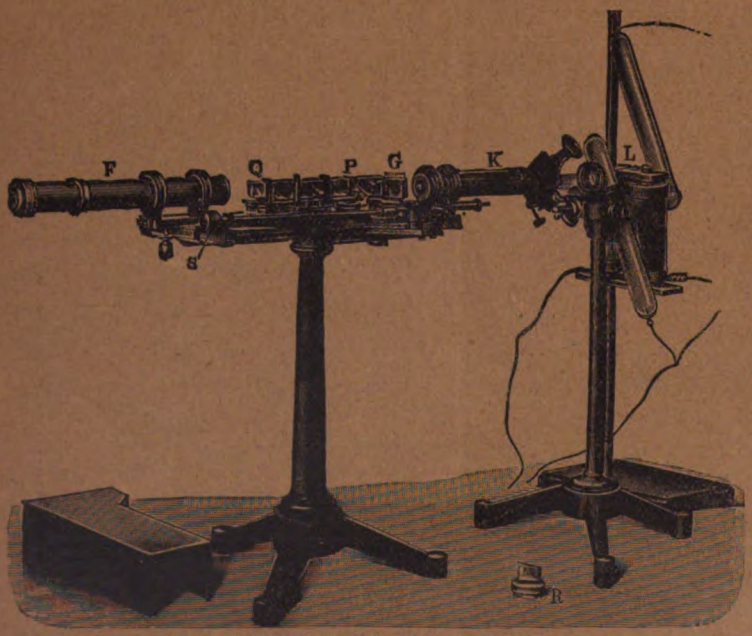
(R. = Referat; B. = Besprechung.)

Seite

Absorption: Die — von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit in Helium, v. J. Robinson . . . 11
Achsenbilder flüssiger Kristalle, v. D. Vorländer u. H. Hauswaldt. (B.) 32
Aktiniumemanation: Über die Zahl der von der — und Thoriumemanation ausgesandten α-Teilchen, v. H. Geiger u. E. Marsden 7
α-Teilchen: Über die Zahl der von der Aktinium- und Thoriumemanation ausgesandten —, v. H. Geiger u. E. Marsden 7
Ätherimpulstheorie: Zur experimentellen Entscheidung zwischen der Lichtquantenhypothese und der — der Röntgenstrahlen, v. J. Stark 25
Berg, O., Eine Wechselstrommaschine mit 100000 Perioden in der Sekunde. (R.) 31
Classen, J., Vorlesungen über moderne Naturphilosophen. (B.) 32
Dieckmann, M., Über eine einfache Anordnung zur Messung hoher elektrostatischer Spannungen und zum Vergleich von Kapazitäten 14
Eigendämpfung: Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Schwingungssysteme.
III. Künstlich erhöhte — im Sendesystem, v. F. Gerth 16
Elektrische Schwingungssysteme: Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten —.
III. Künstlich erhöhte Eigendämpfung im Sendesystem, v. F. Gerth 16
Elektroskop: Eine neue Erscheinung am — und ihre Anwendung auf die Gewitterelektrizität, v. W. W. Strong 13
Elektrostatische Spannungen: Über eine einfache Anordnung zur Messung hoher — und zum Vergleich von Kapazitäten, v. M. Dieckmann 14
Emanation: Über die Zahl der von der Aktinium- und Thorium- — ausgesandten α-Teilchen, v. H. Geiger u. E. Marsden 7
Fournier d'Albe, E. E., Zwei neue Welten. (B.) . . 32
Geiger, H. u. E. Marsden, Über die Zahl der von der Aktinium- und Thoriumemanation ausgesandten α-Teilchen 7
Gerth, F., Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Schwingungssysteme.
III. Künstlich erhöhte Eigendämpfung im Sendesystem 16

Seite

Gewitterelektrizität: Eine neue Erscheinung am Elektroskop und ihre Anwendung auf die —, v. W. W. Strong . 13
Hauswaldt, H. u. D. Vorländer, Achsenbilder flüssiger Kristalle. (B.) 32
Helium: Die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit in —, v. J. Robinson . . 11
Hochfrequenzströme: Wärmeeinwirkung durch — in organischen Geweben (Thermopenetration), v. E. Nesper 20
Kapazitäten: Über eine einfache Anordnung zur Messung hoher elektrostatischer Spannungen und zum Vergleich von —, v. M. Dieckmann 14
Kathodenstrahlen: Die Absorption von — verschiedener Geschwindigkeit in Helium, v. J. Robinson . . . 11
Kristalle: Achsenbilder flüssiger —, v. D. Vorländer u. H. Hauswaldt. (B.) 32
Lichtquantenhypothese: Zur experimentellen Entscheidung zwischen der — und der Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen, v. J. Stark 25
Magnetisch zerlegte Linien: Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation —, v. P. Zeeman . 1
Marsden, E. u. H. Geiger, Über die Zahl der von der Aktinium- und Thoriumemanation ausgesandten α-Teilchen 7
Naturphilosophen: Vorlesungen über moderne —, v. J. Classen. (B.) 32
Nesper, E., Wärmeeinwirkung durch Hochfrequenzströme in organischen Geweben (Thermopenetration) . . . 20
Organische Gewebe: Wärmeeinwirkung durch Hochfrequenzströme in — (Thermopenetration), v. E. Nesper 20
Polarisation: Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen — magnetisch zerlegter Linien, v. P. Zeeman 1
Robinson, J., Die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit in Helium 11
Röntgenstrahlen: Zur experimentellen Entscheidung zwischen der Lichtquantenhypothese und der Ätherimpulstheorie der —, v. J. Stark 25
Schwingungssysteme: Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen —.
III. Künstlich erhöhte Eigendämpfung im Sendesystem, v. F. Gerth 16



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Franz Schmidt & Haensch,

Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 16.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

General Lib
15.9.33
v. 11

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1910. Redaktionsschluß für No. 2 am 10. Januar 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Zeeman, Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation magnetisch zerlegter Linien. S. 1.

H. Geiger u. E. Marsden, Über die Zahl der von der Aktinium- und Thoriumemanation ausgesandten α-Teilchen S. 7.

J. Robinson, Die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit in Helium. S. 11.

W. W. Strong, Eine neue Erscheinung am Elektroskop und ihre Anwendung auf die Gewitterelektrizität. S. 13.

M. Dieckmann, Über eine einfache Anordnung zur Messung hoher elektrostatischer Spannungen und zum Vergleich von Kapazitäten. S. 14.

Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Schwingungssysteme. III. F. Gerth, Künstlich erhöhte Eigendämpfung im Sendesystem. S. 16.

E. Nesper, Wärmeeinwirkung durch Hochfrequenzströme in organischen Geweben (Thermopenetration). S. 20.

J. Stark, Zur experimentellen Entscheidung zwischen der Lichtquantenhypothese und Herrn Sommerfelds Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen. S. 24.

Referate:

O. Berg, Eine Wechselstrommaschine mit 100000 Perioden in der Sekunde. S. 31.

Besprechungen:

D. Vorländer u. H. Hauswaldt, Achsenbilder flüssiger Kristalle. S. 32.

J. Classen, Vorlesungen über moderne Naturphilosophen. S. 32.

E. E. Fournier d'Albe, Zwei neue Welten. S. 32.

Personalien. S. 32.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation magnetisch zerlegter Linien.
(The degree of completeness of the circular polarization of magnetically divided lines.)

Von P. Zeeman.

1. Ein zwischen den Polen eines Elektromagnets angeordnetes leuchtendes Gas liefert bei Beobachtung längs der Kraftlinien im einfachsten Falle zwei Spektrallinien von verschiedenen Wellenlängen. Diese Linien liegen zu beiden Seiten der ursprünglichen Linie. Im Einklang mit der elementaren Theorie von Lorentz deuten meine bisher veröffentlichten Beobachtungen auf eine nahezu vollkommene Polarisation der Linien dieses Dupletts hin, und zwar ist die Polarisation bei der einen ihrer Komponenten rechtseitig und bei der anderen linksseitig. Wenn man die Feldrichtung umkehrt, so nimmt die Polarisation das entgegengesetzte Zeichen an.

Entsprechend dem Duplett, das man parallel zur Feldrichtung beobachtet, sieht man ein Triplett, wenn man das unter einem rechten Winkel zur Feldrichtung ausgesandte Licht analysiert. Die Komponenten dieses Tripletts sind linear polarisiert.

Lorentz[1]) hat bereits im Jahre 1898 dargetan, daß man auf Grund allgemeiner Prinzipien, unabhängig von irgendwelcher besonderen Theorie, gewisse Schlüsse in betreff der Polarisation der Komponenten magnetisch zerlegter Linien ziehen kann.

Eines dieser Ergebnisse besagt, daß Licht von einer bestimmten Schwingungszahl, das längs der Kraftlinien ausgestrahlt wird, niemals eine Spur linearer oder elliptischer Polarisation zeigen kann; es muß entweder unpolarisiert sein, oder eine teilweise oder vollkommene zirkulare Polarisation aufweisen.

Larmor[1]) folgerte im Jahre 1900, daß vollkommene Zirkularpolarisation der Komponenten des Dupletts beweisen würde, daß die entsprechenden permanenten Schwingungsformen in den Molekülen genau kreisförmig sind.

Um die komplizierteren magnetischen Wirkungen zu erklären, hat Voigt[2]) die allgemeine Theorie schwingender elektrischer Systeme spezialisiert durch die Annahme besonderer magnetischer Verkettungen zwischen den Elektronen und durch die Einführung der Hypothese, daß die leuchtenden Teilchen unter der Wirkung des Feldes eine bestimmte Orientierung annehmen. Eine besondere Richtung, die „Achse" jedes Teilchens, wird unter der Wirkung des Feldes parallel zu den Kraftlinien.

Eine Drehung der Teilchen um diese ausgezeichnete Achse ist unzweifelhaft möglich; zum mindesten ist sie nicht ausgeschlossen. Diese Drehung hat keinen Einfluß auf die Schwingungszahl. Die Bahnen der Elektronen drehen sich indessen geradeso wie auch die Bahnen der „äquivalenten" Elektronen, die Lorentz[3]) neuerdings eingeführt hat, um die

1) Lorentz, Proc. Amsterdam, Juni 1898, S. 113. — The Theory of Electrons. Leipzig, B. G. Teubner, 1909, S. 149.

1) Larmor, Aether and Matter, S. 345.

2) Voigt, Magneto- und Elektrooptik. Leipzig, B. G. Teubner, 1908, S. 98.

3) Lorentz, Theorie der magneto-optischen Phänomene. Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften V, 3, Heft 2, S. 217, 1909.

Digitized by Google

Theorie der Systeme zu vereinfachen, die eine Anzahl Elektronen enthalten.

Die lineare Polarisation des senkrecht zur Feldrichtung ausgesandten Lichtes beweist, daß die Bahnen der Elektronen entweder zu den Kraftlinien parallele gerade Linien sind oder Ellipsen in senkrecht zur Feldrichtung liegenden Ebenen.

Die Vollkommenheit der Zirkularpolarisation parallel zur Richtung der magnetischen Kraft würde beweisen, daß die Ellipsen Kreise sind. Teilweise zirkulare Polarisation dagegen würde das Vorhandensein von Ellipsen mit allen möglichen zufälligen Orientierungen in senkrecht zur Feldrichtung liegenden Ebenen beweisen.

Im allgemeinen sollte man erwarten, daß die Komponenten einer magnetisch aufgespaltenen Linie teilweise polarisiertes Licht parallel zur Feldrichtung aussenden. Ohne Hypothesen oder weitere Messungen muß man sogar diesen allgemeineren Satz für das Wahrscheinlichste halten. Eine quantitative Untersuchung über den Anteil an zirkular polarisiertem Lichte, der in dem gesamten seitens der Komponenten ausgesandten Lichte enthalten ist, ist bisher noch nicht ausgeführt worden.

2. Meine Beobachtungen mit dem Rowlandschen Gitter stehen im Einklang mit der Ansicht, daß die Strahlung der Komponenten des Dupletts von einem ziemlich hohen Prozentgehalt gewöhnlichen Lichtes begleitet wird.

Die Helligkeit der Gitterspektren ist nur gering im Vergleich zur Intensität des ursprünglichen, auffallenden Lichtes. Der Betrag des in der Gesamtstrahlung des Dupletts enthaltenen gewöhnlichen Lichtes kann wohl unterhalb des zur Wahrnehmung erforderlichen Grenzwertes bleiben, ohne daß darum seine Intensität im Vergleich zu jener der Spektrallinien irgendwie klein wäre.

Um zwischen den beiden Möglichkeiten durch das Experiment zu entscheiden, habe ich einige Versuche über die Vollkommenheit der Zirkularpolarisation angestellt.

Hinsichtlich der Lichtstärke übertrifft das Michelsonsche Stufenspektroskop sicherlich alle übrigen Spektroskope mit hohem Auflösungsvermögen. Es war deshalb für die geplanten Versuche das geeignetste Instrument und erfüllte eine erste Bedingung, auf die ich zu achten hatte.

Eine zweite Bedingung, die bei den geplanten Versuchen erfüllt sein muß, besteht darin, daß die Lichtquelle möglichst intensiv ist.

Ich habe deshalb einstweilen nur die Spektren des Natriums, des Quecksilbers und des Thalliums untersucht, die sich mit großer Intensität erhalten lassen. Diese wenigen Elemente haben überdies den Vorzug, mehrere verschiedene Typen magnetischer Zerlegung aufzuweisen.

Die Methoden, die ich zur Untersuchung des zirkular polarisierten Lichtes angewandt habe, werde ich in den Abschnitten 3—5 angeben. Einzelheiten über die Lichtquellen sind im Abschnitt 6 enthalten. Die Beobachtungen und die Schlußfolgerungen über den Hauptgegenstand dieser Arbeit bilden mit den Abschnitten 7—13 das Ende dieser Mitteilung.

3. Prüfung der Zirkular-Analysatoren.

Zur Untersuchung des zirkular polarisierten Lichtes der Komponenten verwendet man am einfachsten entweder Viertelwellenplatten oder das Fresnelsche Parallelepiped.

Das letztere Hilfsmittel hat den Vorzug, die notwendigen Bedingungen für einen großen Teil des Spektrums gleichzeitig zu erfüllen. Die Viertelwellenlängenplatten dagegen lassen sich nur für einen sehr begrenzten Teil des Spektrums auswählen. Man kann sie leicht für den beabsichtigten Zweck justieren, indem man Glimmerblättchen spaltet.

Die Interferenzfarbe, die sich zeigt, wenn man die Platte zwischen gekreuzten Nicols in parallelem Lichte anordnet, liefert ein Maß für die verursachte Verzögerung.

Da indessen die Beurteilung dieser Farbe stets mit einiger Schwierigkeit verbunden ist, so ist es, wenn man einigermaßen hohe Genauigkeit verlangt, vorteilhafter, das aus dem zweiten Nicol austretende Licht mit Hilfe eines Spektroskops zu analysieren. Das Ergebnis wird genauer, wenn man eine mäßig dünne Platte eines doppelbrechenden Kristalls mit dem Glimmerblättchen verbindet. Die einfache Theorie der dunklen Banden, die dann im Spektrum sichtbar sind, ist wohlbekannt und braucht hier nicht gegeben zu werden. Nach Fizeau und Foucault haben viele Physiker sie zur Messung von Phasendifferenzen benutzt[1]).

Eine parallel zur optischen Achse geschnittene Quarzplatte von ungefähr 2 mm Dicke liefert 18 Streifen zwischen der roten und der violetten Wasserstofflinie.

Diese Streifen sind am deutlichsten, wenn die Hauptschnitte des Nicols und des Glimmers unter einem Winkel von 45^0 geneigt sind.

Wenn man den Glimmer und die Quarzplatte so hintereinander schaltet, daß die Hauptschnitte einander entsprechen, so beobachtet man eine Verschiebung der Streifen in einem bestimmten Sinne, z. B. nach Rot hin.

1) Siehe u. a. Cornu, C. R. **125**, 555, 1897. — Éclair. Électr. **13**, 246, 1897.

Digitized by Google

Wenn man dann den Glimmer um 90° dreht, so erfolgt die Verschiebung nach Violett hin.

Der Betrag der gesamten beobachteten Verschiebung infolge der Vertauschung der beiden Stellungen des Glimmers läßt sich leicht messen. Das Verhältnis zwischen der Hälfte dieser Verschiebung und dem Abstande zweier aufeinanderfolgender Streifen ergibt die Phasendifferenz, die der Glimmer in dem betrachteten Spektralgebiet hervorruft.

König[1]) und Cornu[2]) haben die Verwendung einer doppelten Viertelwellenlängenplatte mit horizontaler Grenzlinie zwecks leichterer Beobachtung des longitudinalen Magneteffektes vorgeschlagen.

Ich selbst verwende oft Glimmerplatten derselben Art, die aber in drei Felder geteilt sind. Die Hauptschnitte der Felder und die horizontalen Grenzlinien sind unter einem Winkel von 45° geneigt.

Eine derartige dreifache Platte kann sich der Experimentator beinahe so leicht herstellen wie eine doppelte, während ihre Verwendung zu Messungen wegen der Symmetrie des Gesichtsfeldes eine einigermaßen höhere Genauigkeit zuläßt.

Wenn man entweder diese doppelten oder die dreifachen Glimmerplatten benutzt, so erhält man ohne weiteres die gesamte Verschiebung der Streifen, wenn man eine Quarzplatte hinzuschaltet und die Kombination zwischen gekreuzte Nicols bringt. Man entwirft mittels einer achromatischen Linse ein Bild der horizontalen Trennungslinien auf den Spalt eines Spektroskops.

In Fig. 1[3]) ist eine mit einer dreifachen Glimmerplatte gemachte photographische Aufnahme wiedergegeben. Die relative Verzögerung, welche der Glimmer bewirkt, beträgt eine Viertelwellenlänge, wenn der Abstand zweier Streifen in den Außenfeldern durch einen Streifen im Mittelfelde gerade halbiert wird.

Ein Vergleichsspektrum von $\lambda = 6561$ Å.-E. (H) bis $\lambda = 4078$ Å.-E. (Hg) ist gleichzeitig aufgenommen worden. Es tritt ganz klar zutage, wie sehr die Phasendifferenz im Glimmer von der Wellenlänge abhängt.

4. Der Fresnelsche Rhombus liefert bekanntlich zirkular polarisiertes Licht nach zwei totalen Reflexionen von unter einem Azimut von 45° polarisiertem Licht.

Diese Anordnung hat, wenn sie vollkommen ist, den Vorteil, zirkular polarisiertes Licht für sämtliche Farben des ganzen sichtbaren Spektrums zu liefern. Ich habe untersucht, wie weit der mir zur Verfügung stehende Rhombus die Erfordernisse erfüllte, die der Zweck, den ich im Auge hatte, bedingte.

Der Hauptzweck meiner Untersuchung verlangt eine recht nahe Annäherung an die idealen Verhältnisse. Aus diesem Grunde, sowie auch weil meines Wissens die schöne Fresnelsche Erfindung niemals nach der Methode der Interferenzstreifen untersucht worden ist, möge es mir verstattet sein, die Ergebnisse etwas eingehender zu behandeln, als ich sie sonst betrachtet haben würde.

Um auch mit dem Fresnelschen Rhombus zwei Felder zu erhalten, in denen die Streifen nach entgegengesetzter Richtung verschoben sind, muß man den Rhombus mit einer Doppelplatte verbinden. Ich benutzte eine Doppelplatte[1]), die aus einer parallel zur Achse geschnittenen 1,7 mm dicken Quarzplatte bestand. Diese Platte ist durch eine Linie in zwei Hälften geschnitten, die mit dem Hauptschnitt Winkel von 45° bildet; die eine Hälfte wird dann um eine zur Trennungslinie senkrechte Achse um 180° gedreht.

Fig. 2 wurde mit Hilfe dieser Platte und eines Rhombus erhalten, der viele Jahre alt war und zur Sammlung des Amsterdamer Laboratoriums gehörte. Die Abweichung von einem idealen Apparate tritt bei Betrachtung der Photographie sehr klar hervor. Die Messung ergibt, daß die Streifen gegen die Lage, die sie bei Anwendung eines genauen Viertelwellenlängenapparates einnehmen müßten, um einen Betrag verschoben sind, der im Rot nahezu 11 v. H. des Abstandes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Streifen ausmacht. Im Grün und im Violett wird dieser Betrag 9 v. H. bzw. 10,5 v. H.

5. Viel geringere Abweichungen liefert ein kürzlich erhaltener Rhombus, wie eine Vergleichung der Photogramme 2 und 3 ohne weiteres lehrt.

Eine noch etwas größere Genauigkeit erhielt ich, als ich das Prisma des Spektroskops gegen eines mit größerer Dispersion auswechselte. Dann wurde es allerdings unmöglich, das ganze Spektrum mit einem Male zu photographien. Die Fig. 4 und 5 wurden mit dem alten Fresnelschen Rhombus und der höheren Dispersion gewonnen. Bei Verwendung der letzteren Dispersion und des neuen Rhombus kann man ohne Messung kaum entscheiden, in welchem Sinne der Fehler in der Lage der beiden Streifensysteme gegeneinander verläuft (siehe Fig. 6 und 7). Die Abweichung eines Streifens in einem Felde

1) W. König, Wied. Ann. **63**, 268, 1897.
2) Cornu, a. a. O.
3) Die Figuren befinden sich auf Tafel I.

1) Vergl. Cornu, a. a. O.

Digitized by Google

von der Mitte zwischen zwei Streifen im andern überschreitet niemals 3,2 v. H. des Streifenabstandes. (Die Abweichungen betragen im Rot, im Grün und im Violett 1,7 v. H., bzw. 2,6 v. H. und 3,2 v. H.)

Angenommen, die in dieser Weise definierte Abweichung betrage p v. H., dann ist der entsprechende Phasenfehler $\frac{p}{200} \times 360^0 = 1{,}8\,p$ Grad. Im Grün ist p etwa 3 v. H., somit der Phasenfehler $5{,}4^0$. Ein Fehler von diesem Betrage bei der Phasendifferenz von 90^0, die zwischen den beiden linearen Komponenten besteht, in die zirkular polarisiertes Licht zerlegt werden kann, hat, wie sich leicht dartun läßt, keinen Einfluß auf die im Abschnitt 7 zu beschreibenden Intensitätsmessungen.

Es möge vollkommen zirkular polarisiertes Licht auf den Rhombus auffallen. Dann läßt sich das Licht nach der Reflexion am Rhombus, die eine um einen kleinen Winkel δ verminderte oder vermehrte Verzögerung von 90^0 ergibt, durch

$$x = a\cos nt,$$
$$y = a\cos(nt + \delta)$$

darstellen. Daraus folgt:

$$x^2 - 2xy\cos\delta + y^2 = a^2\sin^2\delta.$$

Die Hauptachsen dieser Ellipse werden: $^1/_2 a\sqrt{2}\,\sin\delta$ und $a\sqrt{2}$, somit ihr Verhältnis $^1/_2\sin\delta$.

Wenn $\delta = 6^0$ ist, so wird $^1/_2\sin\delta = 0{,}0522$.

Die Intensität des Lichtes, das aus einem Nicol mit einer Schwingungsebene senkrecht zur großen Achse der Ellipse austritt, wird $(0{,}0522)^2 = 0{,}0027$.

Da die geringste Intensität, die sich unter unseren Versuchsbedingungen erkennen läßt, von der Größenordnung 0,01 sein wird, so vermag selbst ein doppelt und dreifach so großer Fehler wie der hier für den Fresnelschen Rhombus angenommene unsere Ergebnisse nicht zu stören.

6. Lichtquellen.

Als Lichtquellen dienten Vakuumröhren, die mit Quecksilber, Thallium oder Natrium beschickt waren und auf die erforderlichen Temperaturen erhitzt wurden. Die Röhren wurden mittels eines Induktoriums mit sehr schnellem Unterbrecher erregt.

Um die Helligkeit der Röhren möglichst groß zu machen, wurde der Strom im Induktorium allmählich bis auf den Höchstwert gesteigert, der gerade noch möglich war, ohne die Schmalheit der Spektrallinien zu beeinträchtigen.

Beim Natrium wurde die störende gesonderte Heizung der Röhre durch Einschlagen eines etwas veränderten Verfahrens vermieden. Quecksilberröhren verlangen nur eine vorläufige Erwärmung, denn wenn der Strom einmal eingeleitet ist, so genügt er, um die nötige Wärme zu liefern. Ich versuchte, etwas fein gepulvertes und zuvor erwärmtes Natriumchlorid mit dem Quecksilber zu mischen. Dann zeigte die Röhre außer den Quecksilberlinien die Natriumlinien mit außerordentlich großer Stärke. Häufig strahlen nur einige Teile der Kapillare; dann wurde der geeignete Teil ausgewählt. Bei den Versuchen mit Natrium wurde das Induktorium mit Wechselstrom betrieben; dabei war eine Höchststromstärke von 12 Ampere möglich, ehe das Arbeiten durch die Verbreiterung der Natriumlinien beträchtlich beeinträchtigt wurde.

7. Versuchsanordnung.

Ein paar Worte werden zur Beschreibung der Versuchsanordnung ausreichen.

Ich benutzte einen du Boisschen Elektromagnet mit einem durchbohrten Polschuh. Das parallel zur Feldrichtung ausgesandte und mittels einer achromatischen Linse parallel gemachte Licht durchsetzte den Fresnelschen Rhombus und darauf eine zweite achromatische Linse, welche ein Bild auf dem Spalt des Hilfsspektroskops erzeugt.

Diese vorläufige Zerlegung gestattet uns, eine bestimmte Spektrallinie auszuwählen, um sie mittels des Michelsonschen Stufenspektroskops näher zu untersuchen, das ich bei einer früheren Gelegenheit[1]) ausführlich beschrieben habe. Zwischen die zweite Linse und den Spalt des Hilfsspektroskops schaltete ich ein Nicolsches Prisma ein; dieses war auf einem Teilkreise befestigt, der die Drehung des Nicols in Graden angab.

Die Vorderfläche des Rhombus wurde genau senkrecht zum Strahlenbündel gestellt.

Die Einfallsebene des Fresnelschen Rhombus wurde bei den meisten Versuchen vertikal angeordnet. Bei einigen wenigen Beobachtungen wurde sie unter einem Azimut von 45^0 gegen die Horizontalebene eingestellt.

Im ersteren Falle stehen die austretenden linearen Schwingungen unter einem Winkel von 45^0 gegen eine Vertikallinie; im zweiten Falle sind sie entweder horizontal oder vertikal.

Das Verfahren ist sehr einfach. Der nahezu ideale Fresnelsche Rhombus verwandelt Licht vollkommen zirkular polarisierter Dupletts in

1) Zeeman, Proc. Amsterdam, 30. November 1901, S. 247.

Digitized by Google

zwei zueinander senkrechte lineare Schwingungen. Mit Hilfe eines Nicols kann man entweder die eine oder die andere der Linien vollkommen auslöschen, vorausgesetzt, daß keine Spur gewöhnlichen Lichtes in den Doppellinien vorhanden ist.

Die Beobachtungen an den untersuchten Linien zeigen allerdings, daß dies der Fall sein muß. Der Wert des Ergebnisses hängt von der Empfindlichkeit der Methode ab.

Die Beobachtungen bestanden darin, die beiden Stellungen zu beiden Seiten der Auslöschungsstellung aufzusuchen, bei denen das Licht gerade noch mit Sicherheit zu erkennen war.

Wenn α der Winkel ist, um den das Nicol dann aus der Nullstellung gedreht ist, so stellt $J \sin^2 \alpha$ die Helligkeit des austretenden Lichtes dar, wo J die Intensität der linearen Schwingung ist.

Wir können sicher sein, daß die seitens einer der Komponenten ausgesandte Menge gewöhnlichen Lichtes kleiner als $J \sin^2 \alpha$ sein muß.

8. Ergebnisse.

Die Beobachtungen bestehen in der Bestimmung des Wertes von α für die verschiedenen Spektrallinien. Ich will die Ergebnisse nach den einzelnen Formen der Zerlegung bei Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung anordnen.

Triplett. Quecksilber, $\lambda = 5791$ Å.-E.; Duplett parallel zur Feldrichtung; $\alpha = 7^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0144$. Die Beobachtung wird durch die Trabanten der Hauptlinien etwas behindert.

Triplett. $\lambda = 5771$ Å.-E.; Duplett in der Feldrichtung.

In äußerst starken Feldern wird jede Komponente in drei Linien aufgelöst. Diese Feldstärke wurde nicht erreicht.

$\alpha = 5^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0076$.

Quartett. Natrium, $\lambda = 5896$ Å.-E.; Duplett in der Feldrichtung.

$\alpha = 5^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0076$.

Sextett. Natrium, $\lambda = 5890$ Å.-E.; Quartett in der Feldrichtung.

$\alpha = 6^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0108$.

Nonett. Quecksilber, $\lambda = 5461$ Å.-E.; starke grüne Quecksilberlinie, Sextett in der Feldrichtung.

$\alpha = 5^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0076$.

Sextett. Thallium, $\lambda = 5351$ Å.-E.; Quartett in der Feldrichtung.

$\alpha = 8^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0196$.

Vermutlich läßt sich bei Verwendung einer geeigneteren Thalliumröhre eine tiefere Grenze erreichen.

9. Einfluß von Reflexionen an den Wandungen der Vakuumröhre.

Im Verlaufe der Untersuchung verwandte ich verschiedene Quecksilberröhren. Bei einer von diesen hatte ich Gelegenheit, eine Beobachtung zu wiederholen, die ich bei einer früheren Gelegenheit[1]) unter sehr viel ungünstigeren Verhältnissen gemacht hatte. Ich will einige Einzelheiten für einen Fall einfacher magnetischer Zerlegung geben.

Die gelben Quecksilberlinien spalten sich in zwei Komponenten, wenn man das Licht parallel zur Feldrichtung untersucht. Als ich in der letztgenannten Richtung beobachtete und eine neue Röhre benutzte, war ich überrascht, die gelbe Linie in Tripletts zerlegt zu sehen, deren drei Komponenten von gleicher Intensität waren. Die Einfallsebene des Rhombus stand bei dieser Beobachtung vertikal. Die Intensität der Mittellinie des Tripletts war ein Maximum, wenn die Schwingungsebene des Nicols horizontal lag, und null, wenn sie vertikal stand. Die Mittellinie ist anscheinend linear polarisiert. An einer Figur kann man leicht erkennen, daß diese Mittellinie von Licht herrühren dürfte, das nahezu rechtwinkelig zur Feldrichtung ausgesandt worden ist und nach ein- oder zweimaliger Reflexion an der Innenfläche der Kapillaren in Richtung der Achse des Elektromagnets austritt.

Anscheinend in der Richtung der Achse sieht man ein zirkular polarisiertes Duplett über ein Triplett mit linearer Polarisation übergelagert. Bei der angegebenen Stellung des Fresnelschen Rhombus muß unter einem Azimut des Nicols von 45^0 eine der Komponenten des Dupletts, und nach einer Drehung von 135^0 die andere Komponente verschwinden; dann muß indessen die vertikale Komponente des reflektierten Tripletts noch mit halber Intensität sichtbar bleiben, weil der Hauptschnitt des Nicols in dem betrachteten Falle einen Winkel von 45^0 mit der Vertikalen bildet. Die äußeren Komponenten der gelben Quecksilbertripletts haben nur ungefähr die halbe Intensität der mittleren Komponente; mithin verbleibt, in der Intensität dieser letzteren ausgedrückt, für die vertikalen Schwingungen nur $1/4$. Die Beobachtung bestätigt dies vollauf.

Wenn man den Fresnelschen Rhombus in eine solche Stellung bringt, daß die Einfallsebene mit der Horizontalebene einen Winkel von 45^0 bildet, so steht zu erwarten, daß die mittlere Komponente zirkulare Polarisation zeigt.

---

1) Zeeman, Proc. Amsterdam, 29. Februar 1908, S. 573. — Lohmann, Diss. Halle, 1907, S. 62.

Digitized by Google

Dies wurde durch die Beobachtung gleichfalls bestätigt, ebenso wie weitere in dem gegenwärtig betrachteten Fall zu ziehende Schlüsse.

Ich darf wohl erwähnen, daß die mittlere Komponente bei der Quecksilberlinie 5790 Å.-E. eine asymmetrische Lage hat, dagegen bei der Linie 5771 Å.-E. eine symmetrische. Das entspricht durchaus der Beobachtung in einer Richtung senkrecht zu den Kraftlinien[1]).

Die beschriebenen Erscheinungen, soweit sie von dem reflektierten Lichte herrühren, sind für gewöhnlich nur eben noch erkennbar, weil die Lichtintensität sehr gering ist. Die bei den letztgenannten Beobachtungen benutzte Kapillare hatte eine weite Bohrung. Bei feinen Kapillaren werden die Intensitäten der reflektierten Komponenten beträchtlich schwächer.

Der Durchmesser des leuchtenden Fadens, der das intensivste Licht aussendet und sichtbar ist, während die Röhre magnetischen Kräften ausgesetzt ist, hat vermutlich ebensoviel Einfluß auf die Bestimmung der Intensität der betrachteten Reflexionserscheinungen wie die Weite der Kapillaren. Die Ergebnisse des achten Abschnittes wurden mit Röhren gewonnen, die nur schwache Störungen durch reflektiertes Licht zeigten.

10. Die mittlere Komponente schien bei ein oder zwei Versuchen nur nahezu ebene Polarisation aufzuweisen. Der Grund für die sehr geringe Elliptizität des reflektierten Lichtes könnte vielleicht in der elliptischen Polarisation zu suchen sein, die Voigt für den Fall vorausgesagt hat, daß Licht in einer zur Richtung der Kraftlinien geneigten Richtung ausgesandt wird.

Solches schräg ausgesandte Licht trägt unzweifelhaft zur Verstärkung der beobachteten Mittellinie bei.

Indessen kann auch eine etwas fehlerhafte Stellung des Fresnelschen Rhombus für eine geringe Elliptizität der Polarisation verantwortlich sein. Natürlich bedarf es neuer Versuche, ehe wir die vorhergesagte elliptische Polarisation als experimentell erwiesen betrachten dürfen. Bei meinen vorliegenden Beobachtungen dürfte vielleicht nur eine allererste Spur des Effektes mitsprechen.

11. Ehe wir diesen Gegenstand, die Reflexionen in der Röhre, verlassen, wollen wir einen Punkt etwas eingehender betrachten. Ist es möglich, daß das zirkular polarisierte Licht der Komponente des Dupletts, das in der ursprünglichen Richtung zurückreflektiert wird, die Reinheit des beobachteten Effektes stören kann?

Dasselbe Elektron, welches rechtsläufig zirkular polarisiertes Licht in der Richtung der Kraftlinien aussendet, die, wie wir annehmen wollen, auf uns zulaufen, sendet in der entgegengesetzten Richtung linksläufig zirkular polarisiertes Licht von derselben Periode aus. Durch Reflexion wird jedoch der Sinn der Zirkularpolarisation umgekehrt; infolgedessen tritt sowohl der direkte wie der reflektierte Strahl rechtsläufig zirkular polarisiert in das Auge. Der einzige Effekt ist eine Intensitätszunahme der Komponenten des Dupletts. Es läßt sich leicht zeigen, daß auch vielfache Reflexion an den senkrecht zur Feldrichtung stehenden Teilen der Kapillarwand nur die Intensität beeinflussen wird.

12. Versuche mit Absorptionslinien.

Ich habe auch einige Versuche über die Empfindlichkeit des umgekehrten Effektes angestellt, bei denen eine Natriumflamme zwischen den durchbohrten Polen eines großen du Boisschen Elektromagnets angeordnet war und von dem weißen Lichte einer Bogenlampe durchstrahlt wurde. Ein großes Rowlandsches Konkavgitter diente zur Analyse des Lichtes. Das Rowlandsche Gitter kann zur Untersuchung des umgekehrten Magneteffektes dienen, weil die Helligkeit der Bogenlampe die schwache Reflexion seitens des Gitters reichlich aufhebt.

Eine Doppeltviertellängenwellenplatte und ein Nicolsches Prisma werden von dem Strahlenbündel durchlaufen. Mit Hilfe des montierten Nicols kann die rechtsläufig zirkular polarisierte Komponente im einen, die linksläufig polarisierte im anderen Teile des Feldes vollkommen schwarz gemacht werden. Die entsprechende Stellung des Nicols nennen wir die Nullstellung. In dieser Stellung ist an den Stellen der übrigen Komponenten nicht die geringste Spur von Absorption zu sehen, sie erscheinen erst nach einer erheblichen Drehung des Nicols. Die Stellungen des Nicols zu beiden Seiten der Nullstellung, bei denen die Absorptionslinien zuerst erkennbar waren, wurden aufgesucht. Die erste Spur der Linien wurde erst nach einer Drehung aus der Nullstellung um 20^0 sichtbar. Wir folgern daher, daß die Absorption bereits beträchtlich sein muß, ehe sie wahrnehmbar wird, und daß gewöhnliches Licht in den Komponenten des Dupletts leichter durch Beobachtungen des direkten Effektes erkannt werden kann.

13. Schlußfolgerungen.

Ich glaube, durch die beschriebenen Versuche erwiesen zu haben:

1) Zeeman, Proc. Amsterdam, 30. November 1907, S. 351.

Digitized by Google

1. daß wir bis zum Beweise des Gegenteils annehmen müssen, daß bei Linienspektren die verschobenen[1]) Komponenten magnetisch aufgespaltener Linien parallel zu den Kraftlinien vollkommen zirkular polarisiertes Licht aussenden;

2. daß der Betrag an gewöhnlichem Licht, der etwa zugleich mit dem zirkular polarisierten Lichte ausgesandt werden könnte, für mehrere Spektrallinien weniger als 1 v. H. der gesamten Intensität der Spektrallinie ausmacht.

In dem Maße als die Lichtstärke der benutzten Apparate (Rowlandsches Gitter, später Michelsonsches Stufengitter) zugenommen hat, hat der etwa vorhandene Prozentgehalt an gewöhnlichem Licht abgenommen.

Wir müssen schließen, daß die Bahnen der äquivalenten Elektronen in Ebenen senkrecht zur Richtung der magnetischen Kraft mit großer Annäherung Kreise sind. Elliptische Bahnen mit willkürlicher Verteilung in Ebenen senkrecht zur Feldrichtung brauchen wir uns zur Darstellung der Erscheinungen nicht zu denken.

Mit dem Gegenstande dieser Arbeit stehen die neuesten Untersuchungen von Jean Becquerel[2]), H. du Bois und J. Elias[3]) und A. Dufour[4]) in ziemlich engem Zusammenhang. Dufour erhielt verschiedene neue Ergebnisse bezüglich der Emissionsbandenspektren der Fluor- und Chlorverbindungen der Erdalkalimetalle, die in einem Magnetfelde strahlten; in einigen Fällen beobachtete er auch unvollkommene Zirkularpolarisation. Nach J. Becquerel und H. du Bois und Elias zeigen einige Absorptionsbanden in einem longitudinalen Magnetfelde gleichfalls unvollkommene Zirkularpolarisation. J. Becquerel[5]) hat jedoch kürzlich dargetan, daß bei Xenotim und Tysonit der Verbindungen der seltenen Erden keine wirkliche unvollkommene Polarisation vorliegt, sondern daß unter der Wirkung des Magnetfeldes außer den Hauptkomponenten noch andere von ein wenig abweichender Wellenlänge auftreten, welche eine Polarisation aufweisen, die jener der Hauptlinien entgegengesetzt ist.

(Nach Proc. Roy. Acad. Amsterdam, 1909, S. 345—356, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. Dezember 1909.)

1) Ich spreche ausdrücklich von verschobenen Komponenten, um eine Komponente auszuschließen, welche dieselbe Lage hat wie die unveränderte Linie. Die Gruppen entgegengesetzt zirkular polarisierter Komponenten haben dann eine Mittellinie gemeinsam, die unpolarisiert sein muß. Die Quintette $\lambda = 3783{,}01$ Å.-E. und $\lambda = 3743{,}45$ Å.-E. im Eisenspektrum, die von H. Becquerel und Deslandres untersucht und kürzlich im Amsterdamer Institut von Frau van Bilderbeek gemessen worden sind, liefern Beispiele dieser Art. (Zusatz zur englischen und deutschen Übersetzung.)

2) Jean Becquerel, C. R. **145**, 413, 1907. — Diese Zeitschr. **8**, 929, 1907; **9**, 94, 1908.

3) H. du Bois u. J. Elias, Ann. d. Phys. **27**, 233, 1908.

4) A. Dufour, C. R. **146**, 118, 229, 1908. — Journ. de Phys., April 1909. — Diese Zeitschr. **10**, 124, 1909.

5) Jean Becquerel, Proc. Amsterdam, Juni 1909, S. 146. Contribution à la connaissance du phénomène de Zeeman dans les cristaux. — Siehe auch Leiden communications, Suppl. Nr. 20.

Über die Zahl der von der Aktinium- und Thoriumemanation ausgesandten α-Teilchen.

Von H. Geiger und E. Marsden.

Herr Bronson[1]) hat kürzlich einige Versuche beschrieben, in denen er die α-Strahlenaktivität der Thorium- und Aktiniumemanation vergleicht mit der Aktivität des entsprechenden aktiven Niederschlags. Was Aktinium anlangt, so ist bekannt, daß die Emanation unter Aussendung von α-Strahlen in Aktinium *A* zerfällt. Aktinium *A* verwandelt sich in Aktinium *B* und dieses, wieder unter Aussendung von α-Strahlen, in Aktinium *C*. Eine Reihe von Berechnungen basieren nun auf der Annahme, daß der Zerfall eines Atomes unter Aussendung eines einzigen α-Teilchens vor sich geht, falls überhaupt eine α-Strahlenaktivität vorhanden ist. Wenn man daher von der verschiedenen Reichweite der α-Strahlen absieht, müßte die Ionisation, die von den α-Strahlen der Aktiniumemanation herrührt, ebenso groß sein wie die, die von der äquivalenten Menge des aktiven Niederschlags herrührt.

Bronsons Messungen ergaben jedoch ein wesentlich anderes Resultat. Es zeigte sich, daß das Verhältnis $\frac{\text{Aktivität der Emanation}}{\text{Aktivität des Niederschlags}}$ nicht den Wert 1, wie nach dem Obigen zu erwarten war, besaß, sondern ungefähr den Wert 2.

Ein ähnliches Resultat ergab sich bei Thorium. Da hier der aktive Niederschlag zwei Produkte (*B* und *C*) enthält, die α-Strahlen aussenden, so war zu erwarten, daß das Verhältnis

$$\frac{\text{Aktivität der Emanation}}{\text{Aktivität des Niederschlags}}$$

den Wert $\frac{1}{2}$ besitzt. Das Experiment führte jedoch auch hier auf den Wert 2.

In der Diskussion dieser überraschenden und interessanten Resultate hebt Herr Bronson zwei Erklärungsmöglichkeiten hervor. Man könnte vermuten, daß die Aktinium- und Thoriumemanationen komplexer Natur sind und aus zwei bzw. vier α-Strahlenprodukten bestünden. Das würde erklären, warum in beiden Fällen der Wert 2 für das Verhältnis der Aktivitäten ge-

1) Phil. Mag. **16**, 291, 1908.

Digitized by Google

funden wurde. Gegen diese Erklärung spricht allerdings, daß im allgemeinen die α-Strahlen von verschiedenen Produkten durch verschiedene Reichweiten charakterisiert sind. Herr Hahn[1]) hat jedoch bei seinen Messungen über die Reichweiten der α-Strahlen dieser Produkte irgendwelche Unterschiede nicht gefunden.

Die zweite und wohl einfachere Erklärungsweise ist nach Bronson die folgende: Ein Atom der Aktiniumemanation sendet beim Zerfall zweimal so viele α-Teilchen aus als ein Atom des aktiven Niederschlags, und ein Atom der Thoriumemanation sendet viermal so viele α-Teilchen aus als ein Atom des aktiven Niederschlags.

Die Frage, ob es wirklich radioaktive Produkte gibt, die beim Zerfall mehr als ein α-Teilchen aussenden, ist von großer Bedeutung. Wir haben auf gütige Anregung von Herrn Professor Rutherford hin eine direkte Zählung der von den Emanationen und aktiven Niederschlägen ausgesandten α-Teilchen vermittelst der Szintillationsmethode ausgeführt und wir wollen im folgenden hierüber berichten.

Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 1 ersichtlich. Der innere Teil A des etwa 3 cm

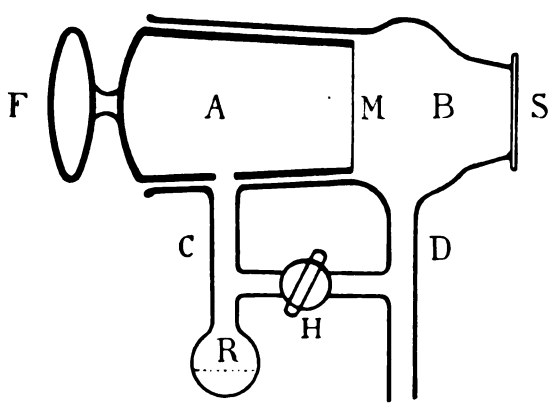


Fig. 1

weiten Glashahnes F war durch ein sehr dünnes Glimmerblatt M gasdicht gegen den Raum B hin abgeschlossen. Vermittelst der seitlichen Glasansätze C und D konnten die Räume A und B gleichzeitig luftleer gepumpt werden. Die kleine Kugel R enthielt eine geringe Quantität Aktinium oder Thorium. Die Emanation dieser Substanzen konnte in den Innenraum A des Hahnes F diffundieren, während bei geschlossenem Hahn H der Raum B frei von aktivem Stoffe blieb. Nach Verlauf einer gewissen Zeit ist die Emanation innerhalb A im Gleichgewicht mit dem sich bildenden aktiven Niederschlag. Sobald dieser Gleichgewichtszustand erreicht war, wurden mit einem geeigneten Mikroskop die auf dem Zinksulfidschirm S erzeugten Szintillationen gezählt. Diese Szintillationen rührten sowohl von den α-Teilchen der Emanation wie von denen des aktiven Niederschlags her. Wenn die Zahl der pro mm² und Minute erzeugten Szintillationen mit genügender Genauigkeit bestimmt war, wurde der Hahn F gedreht, so daß keine Emanation mehr in seinen Innenraum A eintreten konnte. Nach Verlauf einer entsprechenden Zeit ist die in A zurückgebliebene Emanation zerfallen und die auf dem Schirme erzeugten Szintillationen rühren vom aktiven Niederschlag allein her. Es wurde nun wieder die Zahl der pro mm² und Minute auftretenden Szintillationen bestimmt. Bei den Versuchen mit Aktinium mußten diese so erhaltenen Zahlen wegen des raschen Zerfalls des aktiven Niederschlages entsprechend korrigiert werden. Die folgende Tabelle enthält je zwei Beispiele für Aktinium und Thorium.

	Zahl der pro mm² und Minute beobachteten Szintillationen	
	Emanation + aktiver Niederschlag	aktiver Niederschlag allein
Aktinium:		
Versuch 1 . .	84,0	26,0
Versuch 2 . .	36,0	12,7
Thorium:		
Versuch 1 . .	41,5	13,9
Versuch 2 . .	19,0	6,6

Man ersieht, daß in beiden Fällen die Zahl der von der Emanation + aktivem Niederschlag herrührenden Szintillationen innerhalb der Fehlergrenze dreimal so groß ist als die Zahl der Szintillationen, die man von dem aktiven Niederschlag allein erhält. Das heißt also, daß von der Aktiniumemanation zwei α-Teilchen und von der Thoriumemanation vier α-Teilchen beim Zerfall eines Atoms ausgesandt werden, vorausgesetzt, daß Aktinium B bzw. Thorium B und Thorium C nur je ein α-Teilchen aussenden. Damit haben die Resultate von Bronson in direkter Weise eine völlige Bestätigung gefunden.

Es ist allerdings immer noch die Frage offen, ob die beiden Emanationen wirklich zwei bzw. vier α-Teilchen zu gleicher Zeit aussenden oder ob nicht diese Emanationen doch komplexer Natur sind. Eine Entscheidung der Frage ließe sich vielleicht dadurch herbeiführen, daß man die sogenannten Schweidlerschen Schwankungen[1]) für diese Emanationen mißt. Wie leicht ersichtlich, würden diese Schwankungen

1) Diese Zeitschr. 7, 557, 1906.

1) Zusammenfassender Bericht: E. Meyer, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 5, 423, 1908.

Digitized by Google

relativ groß sein, wenn immer gleichzeitig zwei bzw. vier α-Teilchen das Atom verließen. Dagegen würde man den normalen Wert der Schwankungen beobachten, falls die α-Teilchen nacheinander von den etwa vorhandenen Teilprodukten der Emanationen ausgesandt würden. Die experimentellen Schwierigkeiten einer derartigen Untersuchung würden allerdings in Anbetracht der kurzen Lebensdauer der Emanationen wohl beträchtlich sein.

Wir haben die Frage unter Verwendung einer Beobachtungsmethode zu entscheiden versucht, von der wir hofften, daß sie uns ein direktes Bild geben möchte von der Art und Weise, in der der Zerfall der Aktinium- und Thoriumemanation vor sich geht. Man denke sich zwei Zinksulfidschirme, die parallel zueinander in einem äußerst geringen Abstand befestigt sind. Befindet sich zwischen diesen beiden Schirmen ein radioaktiver Stoff, so wird jedes davon ausgesandte α-Teilchen auf den einen oder den andern der beiden Schirme auftreffen. Nun ist von verschiedenen Seiten gezeigt worden, daß nahezu jedes α-Teilchen eine Szintillation erzeugt[1]). Unter Verwendung von geeigneten Beobachtungsmitteln wird es daher auch gelingen, nahezu sämtliche α-Teilchen, wie sie von einem aktiven Stoff nach allen Richtungen hin ausgesandt werden, zu beobachten. Wir sind damit in der Lage zu entscheiden, ob die Atome einzelner aktiver Produkte zwei oder mehr α-Teilchen zu gleicher Zeit beim Zerfall aussenden; auch wird es möglich sein, etwa rasch aufeinanderfolgende α-Strahlenprodukte als solche zu erkennen.

Diese hier kurz angedeutete Methode ließ sich in folgender Weise experimentell verwirklichen. S_1 und S_2 der Fig. 2 sind die beiden

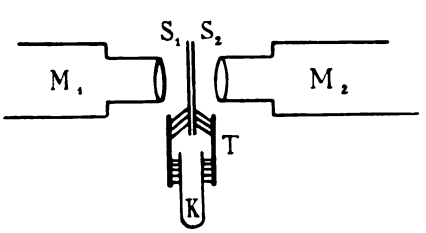


Fig. 2.

parallelen Zinksulfidschirme. Zwei Mikroskope M_1 und M_2 von geeigneter Konstruktion waren derartig auf die Schirme eingestellt, daß in beiden genau gegenüberliegende Teile von S_1 und S_2 sichtbar waren. Zwischen die beiden Schirme war eine Aluminiumfolie eingeschaltet. Diese wurde von den α-Strahlen leicht durchdrungen, sie verhinderte aber, daß Szintillationen, die etwa an Schirm S_1 auftraten, auch im Mikroskop M_2 sichtbar waren. Durch jedes Mikroskop konnten 3,2 mm² des zugehörigen Schirmes beobachtet werden. Die beiden Schirme waren mit leichtem Druck gegeneinander gepreßt und dann derartig in das Glasrohr T eingekittet, daß die Emanation von dem im Röhrchen K befindlichen aktiven Stoff in den noch zwischen den Schirmen vorhandenen geringen Zwischenraum hineindiffundieren konnte.

Die Szintillationen, die von den beiden Beobachtern während des Verlaufs von einigen Minuten an den entsprechenden Schirmen S_1 und S_2 gesehen wurden, wurden vermittelst zweier elektromagnetisch betätigter Schreibhebel auf denselben Papierstreifen eines Chronographen nebeneinander registriert. Die Geschwindigkeit des Papierstreifens betrug bei den meisten Versuchen 0,5 cm pro Sekunde. Die nachträgliche Analyse ließ erkennen, welcher Prozentsatz von Szintillationen in Paaren bzw. in rascher Aufeinanderfolge aufgetreten war.

Aktiniumemanation. Die Beobachtung der α-Strahlen der Aktiniumemanation führte zu dem erwarteten Resultat. Es traten häufig zwei Szintillationen gleichzeitig, aber doch deutlich getrennt an demselben Schirme auf und noch häufiger zeigte es sich, daß, wenn an einem Schirm eine Szintillation beobachtet wurde, gleichzeitig auch an dem andern Schirme eine Szintillation auftrat. Auch konnte festgestellt werden, daß diese Doppelszintillationen nahezu ausnahmslos an solchen Stellen von S_1 und S_2 auftraten, die einander genau gegenüber lagen. Die beschriebenen Erscheinungen zeigten sich auch dann, wenn im Mittel nur eine Szintillation pro Minute an einem Schirm sichtbar wurde. Die Wahrscheinlichkeit eines rein zufälligen, zeitlichen und örtlichen Zusammentreffens zweier Szintillationen ist in diesem Falle äußerst gering. In der umstehenden Tabelle sind unter Versuch 1—4 einige Beispiele für Aktiniumemanation gegeben. Da aus der Emanation sich verhältnismäßig rasch der aktive Niederschlag bildet, so rührte bei allen Versuchen ein Teil der beobachteten Szintillationen von den α-Teilchen dieses Niederschlags her. Im Falle des Gleichgewichtes zwischen Emanation und aktivem Niederschlag sollten 67 Proz. der Gesamtzahl der Szintillationen als Paare auftreten, falls die Emanation zwei α-Teilchen gleichzeitig aussendet. Man kann jedoch nicht erwarten, diesen Prozentsatz experimentell zu finden, da aus verschiedenen Gründen einzelne Szintillationen nicht zur Beobachtung gelangen können. Da das Gesichtsfeld begrenzt

1) E. Regener, Verh. d. D. phys. Ges. **10**, 78, 1908; E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 141, 1908; E. Regener, Sitzungsber. d. k. preußischen Akad. d. Wissenschaften **38**, 948, 1909.

Digitized by Google

1	2	3	4	5	6	7
Nummer des Versuches	Aktive Substanz	Zahl aller beobachteten Szintillationen	Zahl der Szintillationen an einem Schirme pro Minute	Zahl paarweise auftretender Szintillationen: beide Szintillationen gleichzeitig an demselben Schirm S_1 oder S_2	Zahl paarweise auftretender Szintillationen: je eine Szintillation gleichzeitig an beiden Schirmen S_1 und S_2	Prozentsatz der paarweise auftretenden Szintillationen
1	Aktiniumemanation +10 Proz. des aktiven Niederschlags	106	4,8	12	23	66 Proz.
2	Aktiniumemanation +25 Proz. des aktiven Niederschlags	554	7,0	61	118	65 „
3	Aktiniumemanation +40 Proz. des aktiven Niederschlags	156	1,0	14	32	59 „
4	Aktiniumemanation + aktiver Niederschlag im Gleichgewicht . . .	818	4,7	75	142	53 „
5	Aktiver Niederschlag der Aktiniumemanation allein	472	6,8	9	14	10 „
6	Aktiver Niederschlag der Aktiniumemanation allein	235	2,5	3	9	10 „
7	Radiumemanation + aktiver Niederschlag	812	7,8	0	9	2,2 „
8	Radiumemanation + aktiver Niederschlag	102	1,1	0	2	4 „
9	Polonium	350	5,0	1	2	0,8 „

ist, wird manchmal der Fall eintreten, daß die eine Szintillation eines Paares gerade noch an der Grenze beobachtet wird, während die zweite außerhalb des Gesichtsfeldes fällt. Auch infolge der Inhomogenität der Zinksulfidschirme und der Schwierigkeit der Beobachtung, wenn die Zahl pro Minute sehr klein ist, wird die Zahl der beobachteten Szintillationspaare zu gering ausfallen. Daß im besonderen die Zahl der an demselben Schirm beobachteten Paare (Spalte 5) klein ist, wird wohl daher rühren, daß manche dieser Paare nicht genügend getrennt waren, um als doppelt erkannt zu werden. Zieht man alle diese Punkte in Betracht, so muß das experimentelle Resultat von 53 Proz. Szintillationspaaren anstatt 67 Proz. als befriedigend angesehen werden. Wir müssen allerdings hier erwähnen, daß auch für den aktiven Niederschlag von Aktiniumemanation allein eine beträchtlich größere Zahl von Szintillationspaaren gefunden wurde, als man nach der Wahrscheinlichkeitsberechnung erwarten sollte (siehe Versuch 5 und 6). Ein Grund hierfür ist zunächst nicht zu ersehen, doch hoffen wir, diesen Punkt durch weitere Versuche aufklären zu können.

Bei der Untersuchung der Aktiniumemanation haben wir so gut wie niemals zwei Szintillationen in sehr rascher Aufeinanderfolge an derselben Stelle des Gesichtsfeldes beobachtet. Eine derartige Erscheinung müßte sich zeitweilig zeigen, wenn die beiden α-Teilchen nacheinander von sukzessiven Produkten ausgeschleudert würden. Es erscheint also in hohem Grade wahrscheinlich, daß ein Atom der Aktiniumemanation zwei α-Teilchen zu gleicher Zeit beim Zerfall aussendet. Sollte aber doch ein Zwischenprodukt vorhanden sein, so müßte dessen mittlere Lebensdauer unter $^1/_{10}$ Sekunde liegen.

Radiumemanation. Zum Vergleich wurden einige Versuche mit Radiumemanation im Gleichgewicht mit dem aktiven Niederschlag ausgeführt. Hier zeigte sich nur eine ganz geringe Zahl von Szintillationspaaren, wie zu erwarten war. Die Tabelle enthält unter Nr. 7 und 8 zwei Beispiele. (Versuch 9 zeigt einige Zählungen an Polonium, das auf einer Aluminiumfolie niedergeschlagen war, die dann zwischen die beiden Schirme gebracht wurde. Auch hier zeigten sich kaum einige Szintillationspaare.)

Thoriumemanation. Die Untersuchung der Thoriumemanation ergab ein wesentlich anderes Bild als die der Aktiniumemanation. Dadurch, daß hier vier α-Teilchen Rechnung zu tragen ist, sind die Verhältnisse ziemlich kompliziert und es ist uns bis jetzt eine völlige Klärung noch nicht gelungen. Mit Sicherheit konnte jedoch bereits festgestellt werden, daß diese vier α-Teilchen nicht gleichzeitig ausgeschleudert werden. Es zeigten sich vielmehr Szintillationen in rascher Aufeinanderfolge an benachbarten Stellen des Gesichtsfeldes, was nach dem Obigen auf ein rasch zerfallendes α-Strahlenprodukt schließen läßt. Das Zeitintervall, durch das die beiden Szintillationen

Digitized by Google

voneinander getrennt waren, schwankte zwischen einer nicht schätzbaren kurzen Zeit und etwa einer halben Sekunde. Derartige Szintillationen in rascher Aufeinanderfolge zeigten sich auch dann, wenn die pro Minute beobachtete Zahl von Szintillationen äußerst gering war, so daß die Wahrscheinlichkeit eines zufälligen zeitlichen und örtlichen Zusammentreffens zweier Szintillationen verschwindend klein ist. Es erscheint damit die Existenz von mindestens einem α-Strahlenprodukt in der Thoriumemanationsgruppe von mittlerer Lebensdauer von etwa $^1/_5$ Sekunde erwiesen.

Manchester, Oktober 1909, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 14. November 1909.)

Die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit in Helium. (Absorption of cathode rays of different velocity by helium).

Von James Robinson.

Messungen, aus denen die Abhängigkeit der Absorption der Kathodenstrahlen seitens verschiedener Gase von der Geschwindigkeit der Strahlen hervorgeht, sind von Lenard[1]) und von Robinson[2]) angestellt worden. Beide Forscher erhielten dasselbe allgemeine Ergebnis, daß mit abnehmender Geschwindigkeit der Strahlen die Absorption seitens eines Gases zunimmt, bis gegebenen Falles bei einer gewissen geringen Geschwindigkeit der Strahlen ein Höchstwert der Absorption erreicht wird, der dann bei weiterer Abnahme der Geschwindigkeit der Strahlen erhalten bleibt. Beide Forscher fanden weiter, daß der Wasserstoff charakteristisch ist und sich anormal verhält. Der Grenzwert der Geschwindigkeit wird bei diesem Gase plötzlicher erreicht und ist größer als bei den übrigen untersuchten Gasen. Es erschien daher ratsam, die Versuche mit Helium zu wiederholen.

Ich benutzte bei der vorliegenden Untersuchung dieselbe Apparatur, die ich in der oben genannten Arbeit angewendet habe, und verweise daher den Leser wegen der Einzelheiten des Versuches auf die genannte Arbeit.

Die Kathodenstrahlen wurden durch das Auftreffen ultravioletten Lichtes auf eine Zinkelektrode erzeugt, und ihre Geschwindigkeit wurde durch Aufladen dieser Elektrode auf verschiedene Potentiale variiert, wobei ein ihr gegenüberstehendes Drahtnetz von 1 mm Maschenweite und 0,05 mm Drahtdicke auf dem Potential Null gehalten wurde.

Das Helium wurde von Max Frères in Paris bezogen. Um es aus der zugeschmolzenen Röhre, in der ich es erhielt, in die Versuchsröhre überzuführen, benutzte ich folgendes Verfahren (siehe Fig. 1). K ist die Röhre,

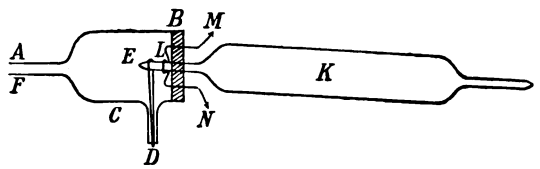


Fig. 1.

die mir von der Firma Max Frères gesandt worden war. Das dünne Ende dieser Röhre wurde bei L ringsum eingeritzt. Dann wurde ein Apparat ABC aus Glas geblasen. Dieser bestand aus einer weiteren Röhre BC und einer engeren Röhre A, sowie einem seitlichen Ansatzrohre D. Ich nahm einen Korkstopfen, der das Ende der weiteren Röhre verschloß, und bohrte durch ihn ein Loch, in welches das dünne Ende der Heliumröhre gerade paßte. Um dieses dünne Röhrenende legte ich an der Stelle, wo sie geritzt worden war, einen dünnen Draht einmal herum. Dieser Draht wurde von dicken Zuleitungen gehalten, die durch den Korkstopfen hindurchführten. Dann wurde der Korkstopfen B mit Siegellack überzogen, so daß er luftdicht schloß. Ein Gummiband wurde rund um das Ende der Röhre E gelegt und mit Siegellack in dem seitlichen Ansatzrohr D befestigt, so daß es auf die Röhre E einen Zug ausübte. Die Röhre A wurde an das Versuchsrohr angeblasen und ausgepumpt. Es wurde für Herstellung eines guten Vakuums durch Absorbieren der letzten Spuren von Luft mittels Holzkohle Sorge getragen, die durch flüssige Luft gekühlt wurde. Dann wurde ein Strom von etwa 6 Ampere durch den Draht MN gesandt, wobei die Röhre an der Stelle sprang, wo der Draht um sie herumführte. Die Spannung des Gummibandes gewährleistete das Abbrechen der Röhre, und auf diese Weise trat etwas von dem Helium in den Hauptapparat über. Darauf wurde die Röhre A bei F abgeschmolzen, so daß das Helium in der Röhre ABK zu späterer Verwendung aufbewahrt werden konnte.

Während der Ausführung der Versuche wurde das Rohr mit der Holzkohle dauernd durch flüssige Luft kühl gehalten. Um ein Vakuum zu erzielen, mußte das Helium ausgepumpt werden. Holzkohle absorbiert bei der Temperatur der flüssigen Luft natürlich He-

1) Lenard, Ann. d. Phys. (4) **12**, 714, 1903.
2) Robinson, Inaug.-Diss., Göttingen, 1909.

Digitized by Google

lium nicht, und es ergab sich, daß sich der Druck in der Röhre, wie er an einem Mc Leod-Manometer gemessen wurde, während des ganzen Verlaufs des Versuchs durchaus nicht merklich veränderte.

Das Helium wurde spektroskopisch untersucht und wies keine Anzeichen irgendwelcher Verunreinigungen außer Quecksilberdampf auf. Dieser machte keinen Unterschied[1]), denn der Quecksilberdampf war stets vorhanden, sowohl während der Messungen mit als auch während jener ohne Helium. Dem Quecksilberdampf wurde nicht genügend Zeit zu vollständiger Abkühlung gelassen, denn dieser Vorgang nimmt ein paar Tage in Anspruch.

Die Ergebnisse hinsichtlich der Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit durch Helium sind in der folgenden Tabelle mitgeteilt:

Elektroden-potential	Abstand des Faraday-käfigs von der Elektrode	Druck in mm *Hg*	Absorptions-koeffizient	Mittel
3 Volt	6	0,0022	25,65	
	7	0,0045	23,22	24,14
	8	0,0034	23,56	
6 „	6	0,0033	19,00	18,95
	6	0,0022	18,91	
10 „	6	0,0033	5,65	
	7	0,0045	7,46	6,62
	8	0,0034	6,76	
20,5 „	6	0,0032	1,81	2,67
	8	0,0033	3,53	
167 „	6	0,0030	1,46	
	7	0,0045	1,18	1,71
	16	0,0040	2,49	
1660 „	16	0,0040	0,26	0,26

Ich teile hier auch die Kurve mit, welche den Zusammenhang zwischen der Absorption der Strahlen und ihrer Geschwindigkeit anzeigt. Die entsprechenden Kurven für Wasserstoff und Stickstoff sind gleichfalls gestrichelt angegeben (siehe Fig. 2). Die absolute Geschwindigkeit der Strahlen läßt sich leicht auf Grund des Umstandes berechnen, daß der Abstand zwischen der Elektrode und dem Netz 4 mm betrug.

Wie wir sehen, ähnelt das Helium dem Wasserstoff insofern, als die Absorption mit abnehmender Geschwindigkeit der Strahlen nur langsam zunimmt und diese langsame Zunahme bei weit geringerer Geschwindigkeit fortdauert als bei den übrigen Gasen. Der schnelle Anstieg der Absorption beginnt bei einer viel geringeren Geschwindigkeit als bei den anderen Gasen. Ein beachtenswerter Unterschied gegen

1) Lenard, a. a. O.

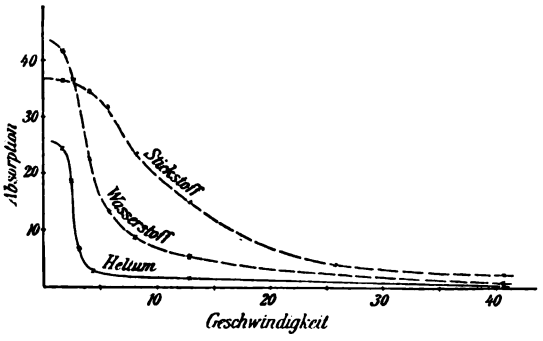


Fig. 2.

Wasserstoff findet sich indessen in dem geringeren Betrage des oberen Grenzwertes der Absorption.

Nach der Theorie von Lenard[1]) über die Absorption der Kathodenstrahlen ist der Höchstwert der Absorption für langsame Strahlen gleich dem Gesamtquerschnitt der bei dem betrachteten Drucke in 1 cm³ enthaltenen Moleküle des Gases. Nun hat sich dieser Gesamtquerschnitt Q für Helium bei einem Drucke von 1 mm *Hg* aus Messungen der inneren Reibung des Gases zu 10,92 ergeben. Der Wert für die innere Reibung des Heliums ist aus der Dynamical Theory of Gases von Jeans, 1904, S. 251, entnommen. Der Höchstwert der Absorption, den ich erhalten habe, betrug 24,14.

Es dürfte noch von Interesse sein, den Durchmesser des Heliummoleküls aus dem Höchstwerte der Absorption zu berechnen. Wenn wir die Plancksche Bestimmung der Anzahl der Moleküle in einem Grammolekül einer Substanz benutzen und den Höchstwert der Absorption, also 24,14, für Q in die Formel

$$Q = \frac{1}{4} \pi n s^2$$

einsetzen, in welcher

n = Anzahl der Moleküle in 1 cm³,

s = Durchmesser eines Moleküls,

Q = Gesamtquerschnitt der Moleküle in 1 cm³

ist, so finden wir:

$$s = 2{,}923 \times 10^{-8} \text{ cm}.$$

Der auf Grund der inneren Reibung des Gases bestimmte Wert für s beträgt

$$s = 1{,}910 \times 10^{-8} \text{ cm}.$$

Diese Untersuchung ist im Physikalischen Institut der Universität Göttingen ausgeführt worden. Ich bin dem Direktor dieses Instituts, Herrn Geheimrat Prof. Dr. E. Riecke, für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine freund-

1) Lenard, a. a. O.

Digitized by Google

lichen Ratschläge bei ihrem Fortgange zu größtem Danke verpflichtet.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. November 1909.)

Eine neue Erscheinung am Elektroskop und ihre Anwendung auf die Gewitterelektrizität. (A New Electroscope Phenomenon and its Application to Thunderstorm Electricity.)

Von W. W. Strong.

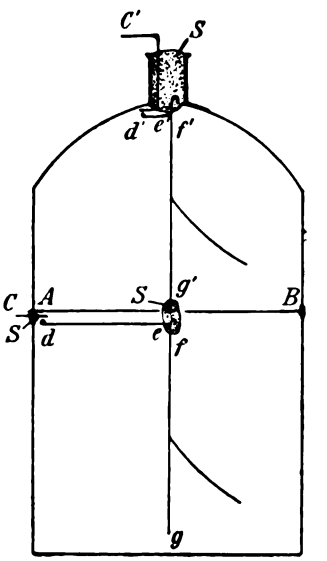
Wood und Campbell[1]), der Verfasser[2]), McKeon[3]) und Pacini[4]) haben gefunden, daß die Ionisation in geschlossenen Gefäßen eine tägliche Periode hat. Daraus hat der Verfasser geschlossen[5]), daß sich die durchdringungskräftige Strahlung, welche einen Teil der Ionisation in geschlossenen Gefäßen hervorbringt, gleichfalls in ihrem Betrage ändert, und daß sich diese Änderung leichter durch die Annahme erklären ließe, daß wenigstens ein Teil der durchdringungskräftigen Strahlung auf der Gegenwart radioaktiver Produkte in der Luft beruhe, und daß sich die Menge dieser radioaktiven Produkte mit der Witterung ändere[6]).

Während des letzten Sommers habe ich die Arbeiten über die Ionisation in geschlossenen Gefäßen weiter fortgeführt. Die Elektroskope waren den früher beschriebenen[7]) ganz ähnlich. Diese Elektroskope haben die Wilsonsche Gestalt und bestehen aus Litergläsern, die mit Metallfolie verschiedener Art überzogen sind.

Ich fand, daß einige Elektroskope viel größere Schwankungen in der Abfallgeschwindigkeit aufwiesen als andere. Diese Schwankungen bestehen in einer sehr viel größeren Abfallgeschwindigkeit am Tage als in der Nacht, und zwar tritt das Maximum um Mittag ein. Diese tägliche Schwankung scheint ihrer Natur nach von der täglichen Schwankung verschieden zu sein, die man an „Krummstab-Elektroskopen" („curved rod" electroscopes) beobachtet hat. Die Schwankung ist bei Elektroskopen, die mit verschiedenen Metallen überzogen sind, verschieden, und sie ist klein, wenn das Elektroskop in einer Grube im Erdboden oder in einem Keller aufgestellt ist. Durch Schutz des Elektroskops gegen das Tageslicht wird die Schwankung für gewöhnlich verringert.

Die letztgenannte Tatsache führt auf den Gedanken, daß die erhöhte Abfallgeschwindigkeit von irgendwelcher Wirkung des zerstreuten Sonnenlichtes auf die Schwefelisolation des Elektroskops herrührt. Ich habe diese Möglichkeit untersucht[1]), und das Ergebnis war, daß bei dem benutzten Elektroskop der Effekt nicht sehr groß war. Ich benutzte ein besonders konstruiertes Elektroskop (ein „Krummstab-Elektroskop") mit Glaswänden, die mit sehr feinem Kupferdraht umwickelt waren. Das Sonnenlicht wurde auf die Schwefelisolierung reflektiert mit dem Ergebnis, daß die Abfallgeschwindigkeit zuweilen auf das Fünfzigfache des normalen Wertes gesteigert wurde. Ich wandte auch verschiedenfarbiges Licht an. Dieses Elektroskop zeigte indessen eine sehr geringe Schwankung der Abfallgeschwindigkeit, und es scheint somit, daß in diesem Falle das zerstreute Sonnenlicht sehr geringe Wirkung auf die Schwefelisolation hat.

Ich stellte ein doppeltes Wilsonsches Elektroskop aus einer Glasflasche von ungefähr zwei Liter Inhalt her (siehe die Figur). Die



untere Elektrode, $f g$, ist gegen die obere $f' g'$ durch Schwefel isoliert. Wenn die Elektroden geladen werden sollen, so werden die Eisendrähte $d e$ und $d' e'$ mit Hilfe der Magnete bis zur Berührung mit c bezw. c' gehoben. Die Stellung der Goldblättchen wird an kreisförmigen Skalen abgelesen, die zu beiden Seiten der Blättchen an der Innenseite des Gefäßes

1) Phil. Mag., (6) **13**, 265, 1907.
2) Science (N. S.) **26**, 52, 1907.
3) Phys. Rev. **25**, 399, 1907.
4) Atti Accad. Lincei **18**, 123, 1909.
5) Diese Zeitschr. **9**, 117, 1908.
6) Phys. Rev. **26**, 518, 1908.
7) Phys. Rev. **27**, 40, 1908.

1) Phys. Rev. **27**, 46, 1908.

Digitized by Google

angeklebt sind. Die Nullpunkte der Skalen sollen mit der Stellung des Goldblättchens in ungeladenem Zustande zusammenfallen. Der Überzug und die Scheidewand AB sind aus Aluminium. Sämtliche Beobachtungen wurden in Mechanicsburg, Pa., angestellt.

Wenn c und c' durch einen Draht miteinander verbunden sind, so haben beide Goldblättchen dasselbe Potential. Die nachstehenden Zahlen sind die Ausschläge der Goldblättchen, wenn sie dasselbe Potential haben:

Oberes Goldblättchen	4,45	5,10	6,15	6,60	7,40	8,35	9,30
Unteres Goldblättchen	4,25	5,00	6,20	6,85	7,65	9,65	10,20

Ein Beispiel für die tägliche Schwankung der Abfallgeschwindigkeit geben die folgenden Zahlen:

	Oberes Goldblättchen		Unteres Goldblättchen	
	Stellung	Abfall in der Sekunde	Stellung	Abfall in der Sekunde
12. Juli 1909, 8^h 50′ a. m.	11,00	0,000052	8,65	0,000026
12. „ 1909, 1^h 40′ p. m.	10,10	0,000034	8,20	0,000033
13. „ 1909, 7^h 10′ a. m.	7,95	0,000047	6,10	0,000082
13. „ 1909, 6^h p. m. . .	6,10		2,90	
13. „ 1909, 8^h p. m. . .	8,30	0,000029	8,65	0,000037
14. „ 1909, 6^h a. m. . .	7,25	0,000034	7,30	0,000096
14. „ 1909, 1^h p. m. . .	6,40		4,90	

Die Ablesungen zeigen an, daß die größere Abfallgeschwindigkeit während des Tages von einer größeren Ionisation im Elektroskop herrührt.

Das Elektroskop wurde während eines warmen Tages in einen Keller gebracht, und die Abfallgeschwindigkeit stieg gewaltig. Ich fand beispielsweise:

	Stellung des oberen Goldblättchens	Stellung des unteren Goldblättchens
14. Juli 1909, 1^h 20′ p. m.	10,70	8,10
14. „ 1909, 8^h 25′ p. m.	5,20	2,00

Die Abfallgeschwindigkeit des oberen Blättchens betrug hier 0,000210 Skalenteile in der Sekunde und die des unteren Blättchens 0,000240 Skalenteile in der Sekunde. Nach der Entfernung des Elektroskops aus dem Keller brauchte die Abfallgeschwindigkeit mehrere Tage, um wieder normal zu werden. Der Versuch wurde mehrmals, mit diesem Elektroskop und mit anderen, wiederholt, und immer mit demselben Ergebnis. In späterer Jahreszeit, als das Wetter kühler war, trat dieser Effekt nicht ein.

Ich habe mich bemüht, die oben geschilderte abnorme Abfallgeschwindigkeit dadurch zu erreichen, daß ich die Elektroskope auf 30^0 bis 35^0 C erwärmte und sie dann in eine Eiskiste stellte. Bislang habe ich keinen derartigen Effekt gefunden.

Simpson[1]) hat kürzlich geschlossen, daß die Wilson-Gerdiensche Theorie die häufigen Blitzentladungen und die großen Elektrizitätsmengen, welche der Regen bei Gewitter mit herabführt, nicht erklärt. Die Elektroskope nun (ich habe fünf verschiedene Elektroskope angewandt, welche dieselbe sehr stark erhöhte Abfallgeschwindigkeit zeigten) wurden aus der warmen Luft auf dem Boden in einen kühlen Keller gebracht, erfuhren also einen ziemlich ähnlichen Wechsel wie die Luft, die in eine Kumuluswolke aufsteigt. Wenn die Ionisation in der Luft durch einen derartigen Wechsel stark erhöht wird, so würden damit diese Einwände gegen die Wilson-Gerdiensche Theorie teilweise beseitigt werden.

1) Phil. Mag. (6) 17, 619, 1909.

Johns-Hopkins-Universität, im Oktober 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 24. November 1909.)

Über eine einfache Anordnung zur Messung hoher elektrostatischer Spannungen und zum Vergleich von Kapazitäten.

Von M. Dieckmann.

Die Aufgabe, Potentialmessungen in den höheren Schichten der Atmosphäre vorzunehmen, setzt transportable statische Voltmeter, die einen Meßbereich bis zu mehreren Tausend Volt haben, voraus.

Die Meßgenauigkeit der Blättchenelektrometer oder der für diesen Zweck meist benutzten Braunschen Elektrometer genügt nicht völlig. Namentlich bei Beobachtungen der Abnahme des Potentialgefälles mit der Höhe in größeren Erhebungen sind oft die gesuchten Werte von gleicher Größenordnung wie die Ablesefehler.

Ich habe deshalb versucht, die Kirchhoffsche Wage mit Schutzring zur Messung im Freien hinreichend bequem zu machen[1]). Dies Instrumentarium ist der Wage wegen auf leidlich feste Aufstellung angewiesen und somit auf Messungen am Lande beschränkt. Es schien mir erwünscht, auch für Beobachtungen an Bord ein geeignetes Instrumentarium vorzubereiten, da Beobachtungen der Abnahme des

1) Dieckmann, Über luftelektrische Meßanordnungen, Diese Zeitschr. 10, 22, 1909.

Digitized by Google

Potentialgefälles mit der Höhe auf See noch nicht vorliegen und doch zur Bestimmung der eventuell hier vorliegenden Raumladungen wertvoll wären.

Der Versuch, ein Saitenelektrometer nach Lutz-Edelmann, das bei genügend gespannter Saite nahezu unempfindlich gegen Neigung ist und große Ablesegenauigkeit besitzt, durch Wahl einer stärkeren Saite für höhere Spannungen geeignet zu machen, gab kein befriedigendes Ergebnis. Es wurde deshalb ein gewöhnliches Lutz-Edelmannsches Saitenelektrometer mit einem Meßbereich bis 300 Volt benutzt und die zu messende Potentialdifferenz durch Spannungsteilung dem Instrument zugänglich gemacht. Da mir nicht bekannt ist, daß bei Gleichspannungsmessungen von diesem Prinzip Gebrauch gemacht wird, obwohl es einfach und sicher ist, so soll die untersuchte Anordnung im folgenden beschrieben werden.

Die hohe Spannungsdifferenz, die gemessen werden soll, bestehe zwischen den Punkten A und B (Fig. 1), wobei der Einfachheit

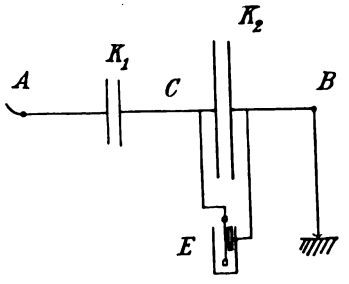


Fig. 1.

halber angenommen sei, daß B an Erde liege. Dann werden zwischen A und B zwei bekannte Kapazitäten K_1 und K_2 in Serie geschaltet. Zu der größeren Kapazität K_2 parallel liegt das geeichte Saitenelektrometer E und zwar so, daß die Saite mit dem Leitungsstück zwischen K_1 und K_2 — es sei bezeichnet mit C — verbunden ist, während das Gehäuse an Erde liegt. Als Kapazitäten seien Kondensatoren gewählt, deren Streuung vernachlässigt werden kann, ferner sei die Kapazität des Elektrometers klein gegen K_2 oder mit in diesen Wert eingerechnet.

Es folgt dann, wenn man mit V_1 und V_2 die Spannungswerte in A und C gegen Erde bezeichnet, für V_1 die Beziehung:

$$V_1 = \frac{(K_1 + K_2)V_2}{K_1}, \qquad (1)$$

das heißt, wenn man keine Änderung an dem Kapazitätsverhältnis vornimmt, ist

$$V_1 = k\,V_2, \qquad (2)$$

wobei

$$k = \frac{K_1 + K_2}{K_1}. \qquad (3)$$

Es hängt also nur von der Wahl von k ab, welchen Meßbereich nach hohen Werten zu die Anordnung haben soll.

Die Bedingung, daß die Kondensatorbelegungen einander völlig umschließen, ist bei der Verwendung von Leidener Flaschen praktisch erfüllt, auch läßt sich deren Kapazitätsbetrag recht genau ermitteln.

Die Kapazität eines Lutz-Edelmannschen Elektrometers beträgt ca. 2,6 cm. Die Eichung und Ablesung kann bis auf 0,2 Proz. des Maximalausschlages erfolgen. Den Hochspannungsmessungen kommt also die hieraus folgende Genauigkeit zu, wenn man richtige Eichung der Kondensatoren voraussetzt.

Da K_1 und K_2 in Serie geschaltet sind und K_2 größer sein soll als K_1, so ist für die Kapazität

$$\frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2}$$

der gesamten Meßanordnung namentlich die kleinere Kapazität K_1 maßgebend.

Fig. 2 zeigt das Schaltschema, in dem die Anordnung geprüft wurde. K_2, K_2' und K_2''

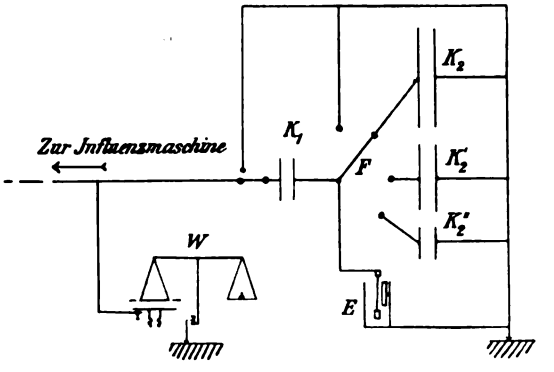


Fig. 2.

sind drei Leidener Flaschen von 1800 cm, 800 cm und 120 cm. K_1 hat gleichfalls 120 cm. Die Saite des Elektrometers kann durch einen Draht F mit jeder der 3 Flaschen verbunden oder an Erde gelegt werden. Die Spannung wird einer mit Elektromotor betriebenen Influenzmaschine entnommen. Eine Kirchhoffsche Wage W gestattet die Spannung absolut zu messen.

Ein Beispiel erläutere eine Messung: Parallel zum Elektrometer liege die Flasche K_2'', dann hat nach (3) k den Wert 16,0. Die Gesamtkapazität der Meßanordnung beträgt 112,5 cm. Bei einer bestimmten Tourenzahl

Digitized by Google

der durch einen Nebenschluß geerdeten Maschine gibt das Elektrometer E einen Ausschlag von 23,2 Skalenteilen, entsprechend einer Spannung von 120,2 Volt. Daraus rechnet sich nach (2) V_1 zu 1923 Volt. Die gleichzeitige absolute Messung an der Kirchhoffschen Wage ergab 1910 Volt.

Für gute Isolation der Kapazitäten K_1 und K_2 muß man sorgen, es ist deshalb zweckmäßig, die Flaschen staubdicht in einen größeren Blechkasten einzubauen und mit Natrium trocken zu halten. K_1 kann man bei sehr hohen Spannungen aus mehreren in Serie geschalteten Flaschen bestehen lassen. Selbstverständlich gestattet diese Methode auch Kapazitäten zu ermitteln, wenn man mit einer Spannung arbeitet, die den Meßbereich des Elektrometers nicht überschreitet. Aus (1) erhält man für K_1 oder K_2

$$K_1 = \frac{V_2 K_2}{V_1 - V_2} \qquad (4)$$

und

$$K_2 = \frac{(V_1 - V_2) K_1}{V_2}. \qquad (5)$$

Für diesen Zweck wurde als Spannungsquelle eine Hochspannungsbatterie von V_1 gleich 240 Volt benutzt. Es genügt dann die Kenntnis einer der Kapazitäten, um nach (4) oder (5) eine andere zu bestimmen.

Selbst für den Fall, daß die benutzten Kondensatoren nicht gut isolieren, gelingt meist die Bestimmung, da die Saite beim Anlegen der Spannung momentan auf den richtigen Wert ausschlägt und erst dann relativ langsam zu wandern beginnt. Sehr schlechte Isolation schließt natürlich Messungen nach dieser Methode aus.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 20. November 1909.)

Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Schwingungssysteme[1]).

III. Teil: Künstlich erhöhte Eigendämpfung im Sendesystem.

Von F. Gerth.

Die vorliegenden Untersuchungen bilden die Fortsetzung des Teiles I[2]). Es wird teils bei starker galvanischer, teils bei sehr lose induktiver Koppelung der Einfluß von Zusatzwiderständen (zwecks Vermehrung der Eigendämpfung) auf den Ablauf der Schwingungserscheinungen untersucht.

1. Die verteilte Kapazität der Meßkreise.

Die Resonanzkurven wurden durch Variation der Kapazität der Meßkreise mit Hilfe eines Drehkondensators (System Telefunken) aufgenommen. Zu dieser Kapazität tritt die verteilte Kapazität der Meßkreise, welche durch folgenden Versuch quantitativ ermittelt wurde.

Durch feste Koppelung zwischen Primärkreis und Antenne entstehen zwei Wellen; ergibt nun die Messung das Maximum der Wirkung für die lange Welle bei der Kondensatorstellung γ_1[1]), das der kürzeren bei γ_2, so finden sich die Max.-Werte bei geänderter Selbstinduktion des Meßkreises etwa bei γ'_1 und γ'_2. Das Verhältnis der kurzen und langen Welle bleibt dasselbe, mithin auch das Verhältnis der entsprechenden Gesamtkapazitäten des Meßkreises. Bezeichnet γ_x' die verteilte Kapazität des Meßkreises, so erhalten wir:

$$\frac{\gamma_1 + \gamma_x}{\gamma_2 + \gamma_x} = \frac{\gamma_1' + \gamma_x}{\gamma_2' + \gamma_x}.$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich

$$\gamma_x = \frac{\gamma_2 \gamma_1' - \gamma_2' \gamma_1}{(\gamma_1 + \gamma_2') - (\gamma_1' + \gamma_2)}.$$

Bei einer Koppelung $K = 46$ Proz. fanden sich bei verschiedenen Größen der Selbstinduktion des Meßkreises (gekennzeichnet durch die Windungszahl) folgende γ_1- und γ_2-Werte:

Windungszahl	Lange Welle	Kurze Welle
15	$46{,}62^0$	10,67
10	$80{,}5^0$	21,62
5	$165{,}4^0$	48,42

Aus der Formel für γ_x folgt $\gamma_{x_a} = 6^0$, dies entspricht einer Kapazität von ca. = 270 cm in elektrost. Einheiten. Die analogen Messungen für den Primärmeßkreis ergaben eine Kapazität von ca. = 135 cm in elektrost. Einheiten. Der Unterschied zwischen den beiden Kapazitäten erklärt sich aus der Verschiedenheit der Lage der Meßkreise zu geerdeten Flächen (Hauswand).

Von welcher Wichtigkeit die Berücksichtigung der verteilten Kapazität des Meßkreises ist, ersieht man daraus, daß der Fehler in der Dämpfungsberechnung über 100 Proz. betragen kann, falls das Maximum der Resonanz-

1) Mitteilungen der physikalischen Versuchsstation Halle a/S.-Cröllwitz, Nr. 18. Auszug aus einer Halleschen Dissertation; No. I u. II: diese Zeitschr. 10, 886 u. 893, 1909.

2) Diese Zeitschr. 10, 886, 1909.

1) Diese Größe ist der Kondensatorkapazität proportional.

Digitized by Google

kurve bei kleinen Winkelstellungen des Meßkondensators liegt; bei $\gamma = 100^0$ beträgt er immer noch 5 Proz.

Die Verhältnisse sind in allen Kreisen mit Drehkondensatoren die analogen, und es ist für einigermaßen genaue Dämpfungsmessungen eine unerläßliche Bedingung, die verteilte Kapazität dieser Schwingungskreise zu berücksichtigen.

2. Einfluß der in die Schwingungskreise eingeschalteten Widerstände auf die Dämpfung der Schwingung bei starker und schwacher Koppelung.

Die Vergrößerung der Dämpfung geschah durch Zusatzwiderstände aus Manganindraht. Der Wechselstromwiderstand des Drahtes wurde dem Gleichstromwiderstande gleich gesetzt, da der letztere nach Näherungsformeln (Zenneck, Elektromagn. Schwingungen 1905, Seite 410) für die benutzten Schwingungszahlen und Drahtstärken (0,1—0,8 mm Durchmesser) als nahezu identisch mit dem ersteren gefunden wurde.

a) Eigendämpfung des Primärkreises.

Das Zuschalten des Widerstandes geschah bei allen Versuchen so, daß die Selbstinduktion der Kreise unverändert blieb. Für den ungekoppelten Primärkreis ergaben sich dann folgende Werte:

Ω	0	0,06	0,11	0,23	0,44	0,68
Λ	0,087	0,088	0,092	0,094	0,108	0,133

Ω	0,91	1,14	1,35	1,54	1,75
Λ	0,149	0,166	0,178	0,190	0,201

In Fig. 1 sind diese Werte eingetragen und

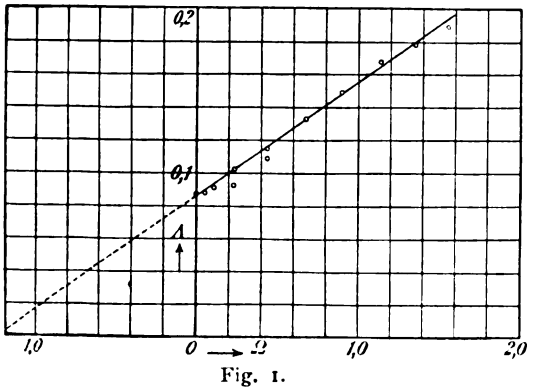


Fig. 1.

man ersieht, daß zwischen Widerstand $= W$, Induktanz $= L\nu$ und bezw. Dekrement Λ eine geradlinige Beziehung besteht, entsprechend der bekannten Formel

$$\Lambda = \frac{2\pi \cdot W}{2(L\nu)}.$$

Mit einiger Wahrscheinlichkeit kann man den Schluß ziehen, daß die Linie auch nach rückwärts hin weiter geradlinig verläuft, also repräsentiert das Stück der Abszisse vom Schnittpunkt mit der Geraden bis zum Nullpunkte $\Omega = 0$ die Summe der äquivalenten Widerstände in Ohm ausgedrückt, welche den Verlusten im Funken, in der Strombahn usw. entsprechen. Der Wechselstromwiderstand der Strombahn wurde so zu 0,12 Ω ermittelt; die übrigen Verluste kommen gegen diejenigen im Funken wenig in Betracht, so daß der äquivalente Funkenwiderstand 1,2 Ω betragen würde. Dabei betrug die Kapazität im Primärkreis 5000 cm.

b) Eigendämpfung der Antenne.

Die Eigenschwingung der Antenne wurde bei sehr loser Koppelung mit dem Primärkreise angeregt. Infolge eines später noch zu besprechenden Einflusses der Dämpfung des Primärkreises auf diejenige der Antenne mußte der erstere sehr stark gedämpft werden.

Die Resultate sind für drei verschiedene Selbstinduktionen der Antenne in Fig. 2 ein-

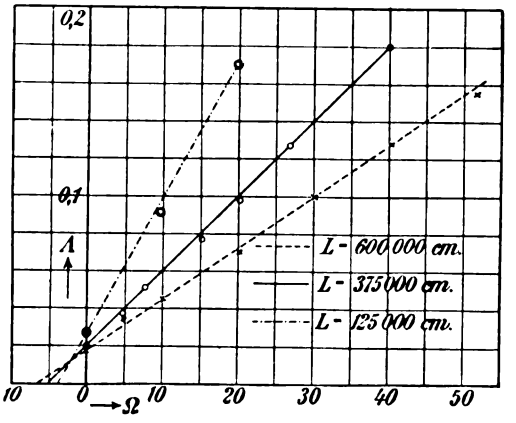


Fig. 2.

getragen. Es ergaben sich dementsprechend verschiedene Neigungen der Geraden, wie aus der Figur ersichtlich ist.

Wenn man auch hier berechtigt ist, die Geraden bis zum Schnitt mit der Abszisse zu verlängern, so gelangt man zu einer quantitativen Beziehung zwischen den durch Strahlung und den durch Joulesche Wärme bedingten Verlusten. Die Summe der ersteren beträgt durchschnittlich 5 Ω, die Verluste durch Joulesche Wärme berechnen sich zu ca. 0,2 Ω, so daß der Energieverlust der Antenne durch Strahlung ca. 96 Proz. des Gesamtverlustes ausmacht. Diese Ergebnisse basieren auf der Voraussetzung, daß die Dämpfung des An-

Digitized by Google

tennenmeßkreises $\Lambda = 0{,}03$ beträgt und unabhängig von der Wellenlänge ist. Die Untersuchungen hierüber sollen noch fortgesetzt werden.

c) Zusatzwiderstand im Primärkreis.

Die Beobachtungen bei einer Koppelung von 56 Proz. ergaben für sämtliche Zusatzwiderstände, daß die beiden kurzen und langen Wellen im Primärkreis und in der Antenne immer gleiche Dämpfung besitzen; auch hier besteht eine geradlinige Beziehung zwischen Widerstand und Dämpfung. Bemerkenswert ist, daß die Dämpfung der langen Welle, die anfangs größer als diejenige der kurzen ist, mit zunehmendem Widerstande ein geringeres Anwachsen als bei der kurzen zeigt, so daß die beiden entstehenden Geraden sich schneiden.

d) Zusatzwiderstand in der Antenne.

Hier zeigten sich, abgesehen von der Notwendigkeit, bedeutend größere Widerstände einzufügen, um ein gewisses Maß der Dämpfung zu erzielen (der größeren Selbstinduktion entsprechend), die analogen Verhältnisse wie beim Primärkreis. Die beiden kurzen Wellen und die beiden langen Wellen haben gleiche Dämpfung, ferner zeigt auch hier die kurze Welle eine stärkere Zunahme der Dämpfung als die lange Welle.

Beziehung zwischen der Dämpfung und der Resonanzamplitude.

Diese Untersuchungen wurden bei konstant gehaltener Koppelung zwischen den zu untersuchenden Kreisen und den Meßkreisen ausgeführt. Bei diesen Messungen verursachte das schon früher erwähnte Absinken der Intensität große Schwierigkeiten. Die Ursachen dieses Sinkens der Amplitude sind noch nicht aufgeklärt; das Sinken verläuft aber ungefähr proportional mit der Zeit. Bestimmt man daher die Resonanzamplituden, indem man der Reihe nach die Widerstände zuschaltet und rückwärts gehend in entgegengesetzter Reihenfolge wieder abschaltet, so darf man die Mittelwerte der für den gleichen Widerstand gefundenen Amplitudenwerte als richtig annehmen. Koppelt man Antenne und Primärkreis so fest, daß zwei Wellen entstehen und wählt man die Meßkoppelungen so, daß die beiden entsprechenden Wellen in Primär- und Antennenmeßkreis gleiche Amplitude ergeben, so erhält man für beide Wellen dieselbe Kurve, wenn man in einem der beiden Kreise den Widerstand vergrößert. Dies ist wieder ein Beweis für die

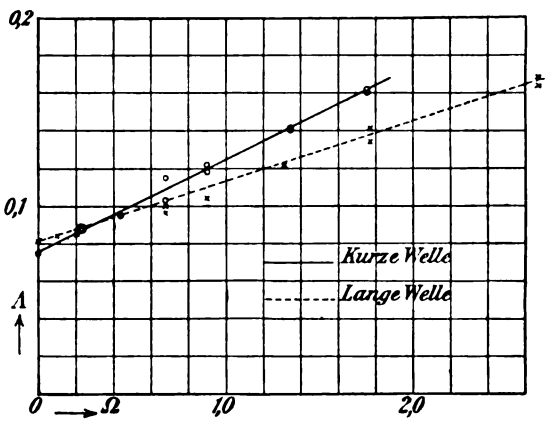


Fig. 3.

Gleichartigkeit der entsprechenden Wellen in beiden Kreisen.

Mit Hilfe der Beziehung zwischen Widerstand und Dämpfung einerseits und Widerstand und Amplitude andererseits ließ sich nun eine Beziehung zwischen Dämpfung und Amplitude aufstellen. Es wurde dabei noch eine Reduktion der Kurven vorgenommen, indem für die Dämpfung $\Lambda = 0{,}1$ die Amplitude zu $a = 100$ festgesetzt wurde. Dies bewirkte ein Zusammenfallen sämtlicher Kurven. Die resultierende Kurve ließ sich durch folgende ganz allgemeine Formel ausdrücken

$$a = \frac{c}{\Lambda^2 + c_1 \Lambda^4},$$

wobei c und c_1 innerhalb der Dämpfungen $\Lambda = 0{,}7 - 1{,}8$ die konstanten Werte $c = 0{,}90$ und $c_1 = 10$ besaßen. Es ist dabei zu bemerken, daß die zur Reduktion verwandten Kurven sowohl aus den festgekoppelten Systemen mit Widerstand in einem der beiden Kreise, als auch aus dem ungekoppelten Primärkreise erhalten waren.

Untersuchungen über den Stoßkreis.

Die schon mehrfach erwähnte induktive Koppelung wurde dadurch erzielt, daß ein Drahtbügel des Primärkreises, der sich über $^1/_5$ des Kreisbogens erstreckte, den Windungen der Antenne beliebig genähert werden konnte, wie Fig. 4 im Querschnitt zeigt. Die beiden Schwingungskreise wurden dabei genau aufeinander abgestimmt, und die Koppelung war so lose, daß eine Verbreiterung der Resonanzkurve nicht konstant werden konnte, selbst wenn der Abstand des Bügels von den Windungen der Antenne nur 3 mm betrug. Es zeigte sich jetzt folgendes: Bei einer Dämpfung des Primärkreises $\Lambda_p = 0{,}112$ war die Beziehung zwischen Zusatzwiderstand und Dämp-

Digitized by Google

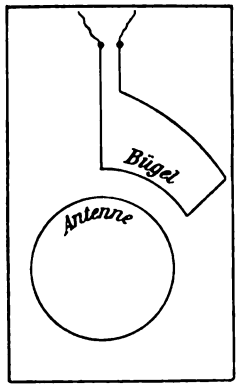


Fig. 4.

fung für die Eigenschwingung der Antenne (Eigendämpfung ohne Widerstand $\Lambda_a = 0{,}025$) nicht mehr linear darzustellen, sondern durch die Kurve (Fig. 5).

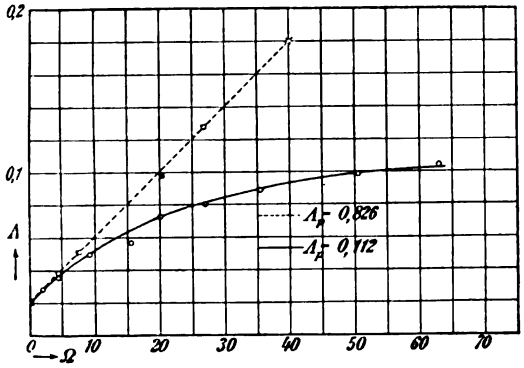


Fig. 5.

Die Dämpfung schien durch den Einfluß des Primärkreises bei höherem Widerstande herabgedrückt zu werden. Infolgedessen muß eine Beziehung zwischen der Dämpfung des Primärkreises und derjenigen der Antenne bestehen. Die für verschiedene Dämpfungen der Antenne durchgeführte Untersuchung ergab die Kurven der Fig. 6.

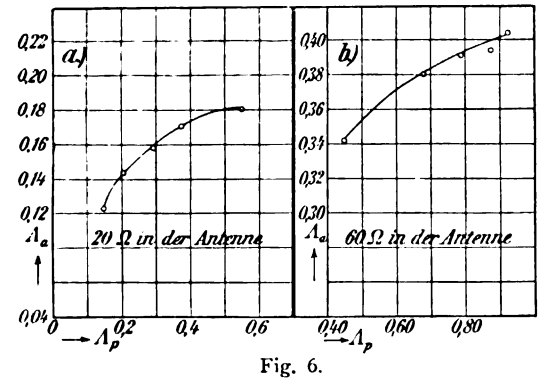


Fig. 6.

Diese Kurven nähern sich einem konstanten Werte für die Dämpfung der Antenne. Besonders merkwürdig erscheint dabei, daß die resultierende Dämpfung kleiner sein kann, als jede der beiden Eigendämpfungen der Schwingungskreise, wie aus Fig. 6 ersichtlich ist, z. B. Fig. 6a Λ_a größer als 0,18

$$\Lambda_p = 0{,}2$$

$$\Lambda_r = 0{,}142$$

Man muß sich vorstellen, daß bei einer Oszillation die Maximalamplitude der Schwingung der Antenne erst nach einigen Schwingungen des Primärkreises erreicht wird, und dann wiederum abklingt. Alle diese Schwingungen machen sich im Meßkreise bemerkbar und bestimmen durch größere oder geringere Anzahl die Verschmälerung oder Verbreiterung der Resonanzkurve, aus der sich dann eine geringere oder größere Dämpfung berechnet. Wenn der Primärkreis wenig gedämpft ist, so erreicht die Amplitude der Schwingung der Antenne erst nach längerer Zeit ihr Maximum. Infolgedessen werden mehr Schwingungen ausgeführt, die auf den Meßkreis einwirken, die Dämpfung erscheint kleiner. Der Grenzfall wird erreicht, wenn der Primärkreis so stark gedämpft ist, daß seine Schwingungen gegen die Anzahl der von der Antenne ausgeführten nicht mehr in Betracht kommen. Als Resultat erhält man dann die reine Eigendämpfung der Antenne. Dieser konstante Wert wurde dann erreicht, wenn die Dämpfung des Stoßkreises (Primärkreises) das Vier- bis Fünffache der Dämpfung des angeregten Kreises betrug. Die Dämpfung der Antenne veränderte sich von da an nicht mehr erheblich.

Trotz der extrem losen Koppelung war doch die auf die Antenne übertragene Energie bei genauer Abstimmung der beiden Systeme so groß, daß bei einer Wellenlänge von $\lambda = 760$ und 150 Watt Effektaufnahme des Resonanzinduktors auf der 8 km entfernten Empfangsstation für die Bestimmung der Dämpfung brauchbare Resonanzkurven aufgenommen werden konnten.

Zuletzt wurde noch untersucht, ob die Dämpfung der Antenne sich mit der Intensität der erregenden Schwingung verändert, d. h. ob die Ausstrahlungsenergie der dem System mitgeteilten Energie proportional ist. Die Versuche ergaben keine merkliche Änderung der Dämpfung der Antenne, obgleich die Intensität des Primärkreises bis auf das 15 fache erhöht wurde.

Zusammenstellung der Resultate.

Die mitgeteilten Untersuchungen haben folgende Resultate ergeben.

Digitized by Google

1. Es wird nachgewiesen, daß die verteilte Kapazität längerer Meßkreise bei der Berechnung der Dämpfung berücksichtigt werden muß.

2. Eine feste Koppelung zwischen den Schwingungskreisen und dem Meßkreise bewirkt eine Zunahme des Dekrementes, deren Größe von dem ursprünglichen Dekrement der Schwingungen unabhängig ist.

3. Die theoretisch gefundene Beziehung $\Lambda = \frac{w}{2L\bar{n}}$, bezugsweise eine geradlinige Beziehung zwischen w und Λ wird experimentell bestätigt für:

a) den ungekoppelten Primärkreis;

b) die lose gekoppelte Antenne;

c) die durch feste Koppelung entstehenden beiden Wellen.

4. Es wird nachgewiesen, daß die Zunahme der Funkendämpfung bei Zuschalten von Widerstand in den Schwingungskreis entweder vernachlässigt werden kann, oder in einer linearen Beziehung zu diesem Widerstande steht.

5. Die Dämpfungen der Koppelungswellen gleicher Frequenz sind gleich.

6. In festgekoppelten Systemen ist die Dämpfung der Welle höherer Frequenz im Gegensatz zur Theorie (Drude, Annalen der Physik **13**, 512, 1904) größer als diejenige niederer Frequenz. Die erstere nimmt jedoch mit wachsendem Zusatzwiderstande schneller zu als die letztere, so daß schließlich das umgekehrte Verhältnis eintritt.

7. Es ist für einfache und gekoppelte Systeme mit Funkenstrecke eine bestimmte Beziehung zwischen Dämpfung und Maximalamplitude ermittelt, die sich angenähert durch folgende Formel ausdrücken läßt:

$$a = \frac{c}{\Lambda^2 + c_1 \Lambda^4}.$$

8. Es wird festgestellt, daß bei sehr loser Koppelung die Dämpfung der Antenne Λ_a von der des Primärkreises abhängt.

9. Bei Stoßerregung ist die Dämpfung der Antenne von der Intensität der erregenden Schwingung unabhängig.

(Eingegangen 24. November 1909.)

Wärmeeinwirkung durch Hochfrequenzströme in organischen Geweben. (Thermopenetration.)

Von Eugen Nesper.

Die Einwirkung von schnellen elektrischen Schwingungen auf menschliche und tierische Organe (organisierte Gewebe) ist eine doppelte. Sie besteht insbesondere bei niedrigen Frequenzen in Nerveneffekten, wozu die sogen. faradischen Reizungen gehören und in einer Tiefeneinwirkung. Erstere stehen bei den mittels seltenen Funken (ca. 30 bis 100 Funken in der Sekunde) erzeugten schnellen Schwingungen im Vordergrund, wohingegen Tiefen- und Wärmewirkungen, obwohl nach der Theorie (d'Arsonval, Nernst) vorhanden, kaum mit der Langleyschen Brücke nachzuweisen sind, während bei sehr häufigen Funken (Zischfunken, Tonfunken, allgemein ca. 1000 Funken und mehr pro Sekunde) und insbesondere bei den mittels Poulsenschen Lichtbogen erzeugten nachgelieferten kontinuierlichen Schwingungen die Tiefen- und Wärmewirkungen sehr erhebliche sind[1]). Gelingt es doch mittels nachgelieferter Lichtbogenschwingungen in wenigen Minuten ein mehrere hundert Gramm schweres Fleischstück gar zu kochen.

Die Heilkunde wünscht seit langem eine Methode anwenden zu können, um lokalisierte Wärmemengen in das Innere von Geweben leiten zu können. Die zur Anwendung gelangenden Sand-, Wasser-, Dampf-, Heißluft- und Lichtbäder, Einpackungen usw. ergeben im besten Falle eine Wärmeeindringung von wenigen Millimetern Tiefe unter der Hautoberfläche. Eine Lokalisierung der Wärme ist hierbei nur in beschränktem Maße möglich.

Die nachgelieferten Lichtbogenschwingungen der Poulsenanordnung erwiesen sich als vorzügliches Mittel, Wärme lokalisiert in das Innere des Körpers einzuführen[2]). Nebenbei sind diese selbstverständlich im hohen Maße für den Kaltkauterprozeß geeignet.

Eine Apparatur für Wärmeeinwirkung mittels des Poulsen-Lichtbogens der C. Lorenz Aktiengesellschaft zu Berlin ist in Fig. 1 dargestellt.

Ein Gehäuse, welches sämtliche Apparate und Zubehörteile in sich vereinigt, ist oben durch eine Marmorplatte geschlossen, auf welcher ein kleiner Poulsen-Lorenz-Generator (links in Fig. 1) mit transversalem Magnetfeld und Spiritustropfeinrichtung, eine variable Koppelungsspule (rechts in der Figur), ein vor den Bogenlampengenerator eingeschaltetes Gleichstromamperemeter, eine kleine Glühlampe für die Kontrolle der erzeugten hochfrequenten Schwingungen, sowie zwei Kontaktstöpsellöcher angeordnet sind. In die Stöpselbuchsen werden Stöpsel gesteckt, welche durch biegsame Lei-

1) v. Bernd, Wiener klinische Wochenschrift **21**, 517, 1908.

2) Die ersten Versuche mittels hochfrequenter Wechselströme sind wohl von v. Zeynek im Nernstschen Institut in Göttingen ausgeführt worden. 1899.

Digitized by Google

tungsschnüre mit den vor dem Apparat liegenden Elektroden verbunden sind. Der Kasten enthält in seinem vorderen Teile eine Aussparung, durch welche der vor den Poulsen-Lorenz-Generator vorgeschaltete Widerstand reguliert werden kann. Unterhalb der Marmorplatte sind ein Glasplattenkondensator, sowie zwei Glimmerblockkondensatoren angebracht; rechts sind am Kasten Schalter und Stöpsellöcher für den Anschluß an die Kraft- oder

führte Stromstärke kann an dem auf der Marmorplatte angebrachten Amperemeter abgelesen werden.

Induktiv werden die hochfrequenten Schwingungen durch die Sekundärspule und die Elektroden auf das wärmezudurchdringende Objekt übertragen, welches zwischen die Elektrodenplatten gebracht wird. Einer der Elektrodenhalter wird im allgemeinen so ausgebildet, daß von Hand die Ein- oder Ausschal-

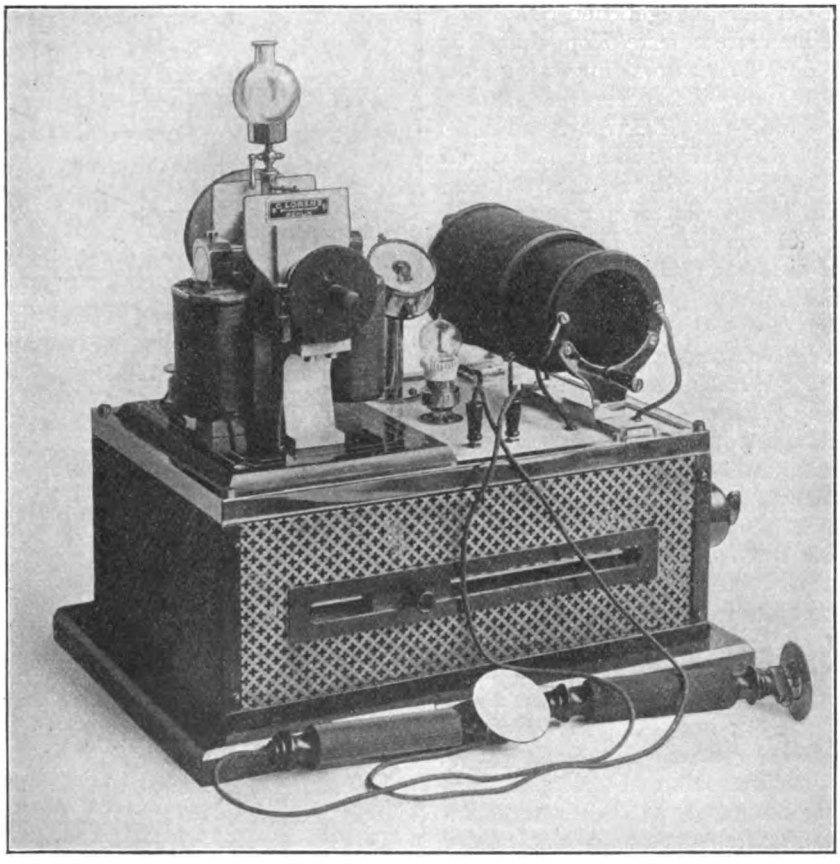


Fig. 1.

Lichtleitung (220 oder 440 Volt Gleichstrom) nebst Sicherungen vorgesehen.

Der Generator bildet mit der Primärwindung des Koppelungstransformators, dem Glasplattenkondensator, sowie den Glimmerblockkondensatoren das Schwingungssystem zur Erzeugung hochfrequenter nachgelieferter Schwingungen, wobei die Glimmerblockkondensatoren den Zweck haben, die Gleichstromspannung vom Hochfrequenzschwingungssystem fernzuhalten. Das Vorhandensein der Schwingungen, sowie deren Kontinuität wird mittels der kleinen Glühlampe festgestellt. Die dem Bogen zugetung der Hochfrequenzströme durch einen Ausschalter im Griff bewirkt wird.

In die Zuleitung zu einer der Elektroden kann ein besonderes Hitzdrahtamperemeter eingeschaltet werden, um die Größe der Hochfrequenzströmung zu messen.

In Fig. 1 ist der induktive Anschluß der Elektroden an das Hochfrequenzsystem zum Ausdruck gebracht. Es wird hierdurch eine sehr gleichmäßige Durchwärmung des Objektes bewirkt, wobei jedoch die Koppelung zwischen den Elektroden und dem Schwingungssystem nicht absolut fest gemacht wer-

Digitized by Google

den kann. Besteht die Absicht, eine extrem feste Koppelung anzuwenden, so müssen, was mit dem Apparat gleichfalls möglich ist, bei fortgenommener Sekundärspule die Enden der Primärspule mit den Elektroden verbunden werden. Es scheint jedoch, daß bei dieser galvanischen Koppelung die Wärmeeindringung nicht ganz so regelmäßig ist, wie bei der induktiven Koppelung. Bei einigen, aber wohl nicht ganz einwandfreien Messungen differierten die Temperaturen in verschiedenen Parallelebenen zu den Elektrodenplatten erheblich. Weil bei der angegebenen Schaltung insbesondere eine extrem feste Koppelung für das Brennen des Generators ungünstig ist, wird meistens für die Wärmeeindringung die induktive Koppelung der Elektroden gewählt.

Anders liegen die Verhältnisse, sobald durch den Apparat Kaltkauter für Brennwirkungen betätigt werden, hierbei dürfte der galvanische Anschluß der Kauter vorzuziehen sein.

Es entsteht die Frage (Hahnemann[1]), ob bei der Wärmeeindringung zwischen den Elektroden des Apparates eine reine Ohmsche Widerstandswirkung vorhanden ist, oder ob das zwischen den Elektroden befindliche Objekt eine dielektrische Wirkung besitzt, ob also nicht nur reine Leitungsströme, sondern auch Verschiebungsströme auftreten. Die Frage konzentriert sich darauf, ob der kapazitive Widerstand des Objektes in Betracht kommt.

Ein leicht anzustellender Versuch überzeugt qualitativ vom Gegenteil.

Es wurde ein Fleischstück, dessen Widerstand mittels der Wechselstrombrücke zu 14 Ohm bestimmt war, zwischen die Elektroden gebracht. Die maximale Stromaufnahme des Fleischstückes betrug 1,4 Ampere. Mittels eines Umschalters wurde unter Konstanthaltung von Primärstrom und Lampenstrom und -Spannung ein Clapeyronscher, annähernd selbstinduktions- und kapazitätsloser Widerstand von gleichfalls 14 Ohm mit dem Hochfrequenzsystem verbunden und es stellte sich heraus, daß bei Konstanthaltung der Koppelung die Stromaufnahme ebenfalls 1,4 Ampere betrug. Es ergab sich mithin, daß sich das Fleischstück wie der Hochfrequenzwiderstand verhielt und daß, wenn überhaupt ein kapazitiver Widerstand des Fleischstückes vorhanden war, dieser sicher nur gering sein konnte.

Um die Größenordnung des event. vorhandenen kapazitiven Widerstandes festzustellen, wurden folgende Überlegungen und Untersuchungen angestellt.

1) Berliner klinische Wochenschrift **46**, 1993, 1909.

Denkt man das zwischen den Elektroden befindliche Objekt zerlegt in einen kapazitiven und einen Ohmschen Widerstand und berücksichtigt man die in Fig. 2 gemachten Ein-

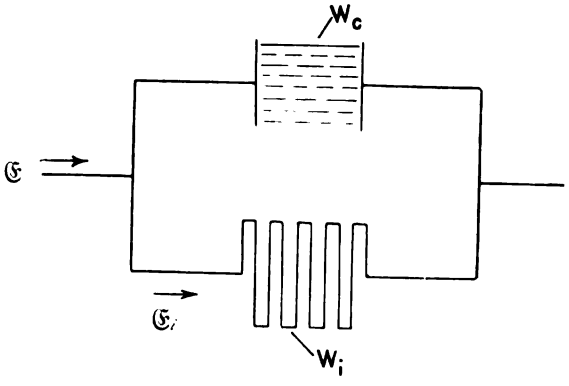


Fig. 2.

tragungen, wobei $\mathfrak{E}$ die Gesamtenergie, $\mathfrak{E}_i$ den in dem Ohmschen Widerstand vernichteten Energieteilbetrag bezeichnet, so kann man für den resultierenden Widerstand w_r und den scheinbaren Widerstand w_{sch} folgende Ausdrücke aufstellen:

$$\frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = \frac{w_{sch}}{w_r}$$

$$w_r = \frac{w_c \cdot w_i}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}}$$

$$\frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = \frac{w_c}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}}$$

$$w_{sch} = w_r \cdot \frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = \frac{w_c \cdot w_i}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}} \cdot \frac{w_c}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}}$$

$$= \frac{w_i \cdot w_c^2}{w_c^2 + w_i^2}.$$

Setzt man nun für den kapazitiven Widerstand w_c den gerechneten Wert, welcher sich aus der Kapazität zwischen den Elektrodenplatten ergibt[1]) und für den Ohmschen Widerstand den mit niederfrequentem Wechselstrom gemessenen Wert in die Formel w_{sch} ein, so erhält man als scheinbaren Widerstand des Systems wiederum den Wert, der für den Ohmschen Widerstand gemessen wurde.

Bei den unten angegebenen Elektroden und dem Elektrodenabstande wurde mit Wechselstrom von 420 Perioden der Ohmsche Widerstand zu ~ 25,5 Ohm bestimmt, demnach

$$w_{sch} = \frac{w_i \cdot w_c}{w_c^2 + w_i^2} = \frac{25{,}5 \cdot 66\,500^2}{66\,500^2 + 25{,}5^2} = 25{,}5\ \Omega.$$

1) Die Elektrodenplatten seien kreisförmig von je 6,5 cm Durchmesser, der Plattenabstand betrage 3,5 cm und die Dielektrizitätskonstante des Fleisches sei zu 81 angenommen.

Digitized by Google

Zur genauen experimentellen Untersuchung wurden im Laboratorium der C. Lorenz Aktiengesellschaft von Herrn Rein entsprechend der Versuchsanordnung von Fig. 3 nach-

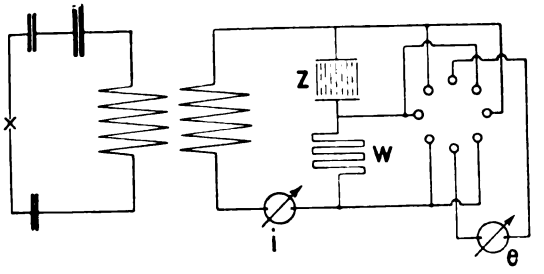


Fig. 3.

stehende Resultate bei verschiedenen Frequenzen (Wellenlängen) des Hochfrequenzerregersystems gewonnen, wobei, wie aus Fig. 3 hervorgeht, das zu untersuchende Fleischstück in Serie mit einem induktionsfreien Widerstand geschaltet wurde.

dies Höber schon früher beobachtet hat. Auch Nernst[1]) weist nach, daß bei Wechselströmen längerer Periode die Akkommodationserscheinung immer mehr hervortritt und daß die Reizfähigkeit des Stromes schwächer wird, als nach denjenigen Gleichungen zu erwarten ist, welche er für die Beziehungen der Momentanreizungen ableitet.

Die Nutzanwendung dieser Tatsache ist für den Apparat für Wärmeeinwirkung augenfällig die, daß direkt durch Einschaltung eines Hitzdrahtinstrumentes in die Zuleitungen zu einer der Elektroden die zur Wärmeeindringung benutzte Strömungsgröße direkt abgelesen und gemessen werden kann. Wenn außerdem, z. B. durch Parallelschaltung eines Voltmeters zum Objekt, die Spannung an den Elektroden abgelesen werden kann, kann der behandelnde Arzt ohne weiteres die Größe der in das betreffende Objekt eingeführten Energie feststellen. Man erhält auf diese Weise ohne weiteres ein direktes Bild der elektrischen Vor-

λ m	i Amp.	E Volt	e_w	e_z	wOhm	zOhm	$e_w + e_z$	im Fleisch P Watt	$2\pi\nu$	w_c gerechn.	Bemerkungen
8500	1,65	48	18,4	28	11,15	17	46,4	46,2	221 500	66600 Ohm	Das Fleisch war vorher längere Zeit vom Strome durchflossen
4750	1,35	32	15,5	16,6	11,5	23,7	32,1	22,4	396 500		Neues Fleischstück
3590	1,6	41	19,2	21,6	12	25,6	40,8	34,6	525 000		
1105	1,31	31	16,65	14,6	14,8	23,7	31,25	19,1	1 700 000	8660 Ohm	

Es ist hieraus ersichtlich, daß der kapazitive Widerstand des Fleischstückes selbst bei hohen Frequenzen gegenüber dem Ohmschen Widerstand so groß ist, daß der erstere gegenüber dem letzteren nicht in Betracht kommt.

Eine Phasenverschiebung der Spannungen e_w und e_z war nicht festzustellen, denn es war die Summe dieser beiden Spannungen stets annähernd gleich der Gesamtspannung E. Das auch aus dieser Untersuchung gewonnene Resultat ist mithin in Übereinstimmung mit dem oben gewonnenen, nämlich, daß der kapazitive Widerstand vernachlässigbar klein ist und Verschiebungsströme daher nicht in Betracht kommen können.

Es geht daraus, daß keine Phasenverschiebungen zwischen den Spannungen e_w und e_z zu konstatieren waren und aus der Abhängigkeit des Widerstandes von der Frequenz hervor, daß eine Konzentrationsverschiebung[1]) im organisierten Gewebe nicht vorhanden war. Wahrscheinlich ist dies auf eine Akkommodationserscheinung zurückzuführen, ähnlich wie gänge, wie sie sich im Innern des Objektes abspielen und ist daher in der Lage, die für die Wärmeeindringung benutzte Strömung entsprechend zu regulieren.

1) Höber, Physikalische Chemie der Zelle, 2. Aufl. Leipzig 1906. S. 159 ff.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode beschrieben, um bestimmte Wärmemengen lokalisiert dem Innern von organischen Geweben zuzuführen, welche auf der Anwendung der mittels eines Poulsen-Lorenzschen Lichtbogengenerators erzeugten nachgelieferten Hochfrequenzströme beruht. Im Anschluß hieran wird der Beweis erbracht, daß bei dieser Wärmeeindringung im Innern des Objektes die Leitungsströme ausschlaggebend sind und daß die Verschiebungsströme, wenn sie überhaupt vorhanden sind, praktisch nicht nachgewiesen werden können.

Die Unempfindlichkeit des organisierten Gewebes gegen die nachgelieferten (kontinuierlichen) Schwingungen geht schon aus der d'Arsonvalschen Theorie hervor, da die Wechselzahl

1) Handbuch der gesamten medizinischen Anwendungen der Elektrizität I, Leipzig 1909, S. 223 ff. insbes. 233—234.

Digitized by Google

groß ist. Im vorliegenden Falle kommt hierzu wohl noch eine Akkommodationserscheinung hinzu, welche um so mehr ins Gewicht fallend ist, als es sich um Wechselströme längerer Periode handelt. Polarisation und Konzentrationsverschiebung, welche nach der Nernstschen Theorie zu erwarten waren, sind bei den hier in Betracht kommenden Kapazitäten und hohen Frequenzen so klein, daß ihr Nachweis nicht gelang.

Die Schlußfolgerung aus Obigem ist die, daß durch Einschaltung eines Hitzdrahtinstrumentes in die Zuführung zu einer der Elektroden und durch Parallelschaltung eines Voltmeters zu den Elektroden direkt die im Objekt vorhandene elektrische Energie gemessen und daß mithin diese dem Objekt zuzuführende Energie entsprechend beliebig einreguliert werden kann.

(Eingegangen 1. Dezember 1909.)

Zur experimentellen Entscheidung zwischen der Lichtquantenhypothese und der Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen.

Von J. Stark.

1. Historisches.

Herr Sommerfeld[1]) hat kürzlich in dieser Zeitschrift auf meine theoretischen Anschauungen und auf meine unlängst beschriebenen Beobachtungen (diese Zeitschr. **9**, 902, 1909) über die Emission von Röntgenstrahlen Bezug genommen; seine Ausführungen sind in mehreren Punkten unzutreffend und bedürfen der Richtigstellung.

Von Wiechert und Stokes ist die Hypothese geäußert worden, daß die Emissionszentren der Röntgenstrahlung die primären Kathodenstrahlelektronen seien, welche beim Auftreffen auf die Antikathode eine Verzögerung (Bremsung) erfahren. Neben diese Wiechert-Stokessche Hypothese habe ich auf Grund der Beobachtungen Barklas über sekundäre Röntgenstrahlen die Hypothese[2]) gestellt, daß die primäre Röntgenstrahlung auch gebundene Elektronen der Atome der chemischen Elemente zu Emissionszentren haben könne, daß nämlich derartige gebundene Elektronen direkt oder indirekt durch den Stoß der Kathodenstrahlelektronen zur Emission von Strahlung in sehr großen Eigenfrequenzen veranlaßt werden können. Je nach der Art der Emissionszentren ist also nach meiner Ansicht zwischen einer „Stoßstrahlung" herrührend von den Kathodenstrahlelektronen und einer „Eigenstrahlung" herrührend von den Atomelektronen zu unterscheiden. Diese Hypothese von einer primären Eigenstrahlung von Röntgenstrahlencharakter wurde von mehreren Kollegen, mit denen ich darüber sprach, mit Skepsis aufgenommen. Um so mehr freut es mich, zu Anfang dieser Auseinandersetzung mit Herrn Sommerfeld feststellen zu können, daß er jene Hypothese neben der Wiechert-Stokesschen Hypothese akzeptiert und sie in derselben Art wie ich zur Erklärung der Erscheinung benutzt hat, daß Antikathoden aus verschiedenem Material ein verschiedenes Verhältnis der „Stoß- oder Bremsstrahlung" zur „Eigenstrahlung" liefern.

Was die Differenzen zwischen Herrn Sommerfeld und mir betrifft, so muß ich zunächst eine Behauptung des Herrn Sommerfeld über meine theoretischen Anschauungen als unrichtig zurückweisen. Er schreibt: „Bezüglich der Anschauungen des Herrn Stark über die von einem gebremsten Elektron emittierte Strahlung, nach denen die Emission in allen Richtungen gleich groß sein soll, also keine elektromagnetische Bewegungsgröße mit sich führen und daher auch keine rückwirkende Kraft auf das Elektron ausüben würde, möchte ich hier nur bemerken, daß sie mit der elektromagnetischen Theorie unvereinbar sind". Die vorstehende Darstellung ist indes historisch unrichtig. In zwei der Publikation des Herrn Sommerfeld vorausgehenden Mitteilungen[1]) habe ich einerseits die Ätherwellenhypothese als unhaltbar bekämpft und habe andererseits in meiner letzten Mitteilung ausführlich von dem Reaktionsdruck bei der Emission von Strahlung gesprochen, ja den Begriff der Emission einer elektromagnetischen Bewegungsgröße auf der Basis der Lichtquantenhypothese benützt, genau so, wie es Herr Sommerfeld in seiner Mitteilung auf der hypothetischen Basis der von ihm vertretenen Theorie der Röntgenstrahlung macht. Die dissymmetrische Emission von Bewegungsgröße und das Auftreten eines Strahlungsdruckes ist also von Anfang an ein integrierender Bestandteil meiner Anschauungen ebenso wie derjenigen Herrn Sommerfelds. Mit dieser theoretischen Anschauung habe ich, um der experimentellen Arbeit Probleme auf Grund durchsichtiger Überlegungen stellen zu können, die Einsteinsche Lichtquantenhypothese kombiniert. Es ist wahr, daß diese Hypothese unabhängig von den Maxwellschen Differentialgleichungen des elektromagnetischen Feldes ist. Dafür daß diese Hypothese den Maxwellschen Gleichungen widerspricht, hat indes Herr Sommerfeld wenigstens bis jetzt keinen Beweis ver-

1) A. Sommerfeld, diese Zeitschr. **10**, 969, 1909.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 1909.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 902, 1909.

Digitized by Google

öffentlicht. Jedenfalls braucht man darin keinen Beweis zu erblicken, daß die Lichtquantenhypothese in ihren Konsequenzen den Konsequenzen aus den hypothetischen Grundlagen der von Sommerfeld vertretenen Theorie widerspricht. Die Behauptungen des Herrn Sommerfeld über das Verhältnis der von mir vertretenen Anschauungen zu der elektromagnetischen Theorie sind also unzutreffend.

Was die Ätherwellenhypothese betrifft, so habe ich mich über sie an früheren Stellen in folgender Weise geäußert: „Zweitens kann man in der bisher üblichen Weise von den geometrischen Eigenschaften des Strahlungskomplexes einer großen Anzahl von Emissionszentren auf die Konstitution der Strahlung eines einzelnen Zentrums extrapolieren und von der Hypothese (ich nenne sie ‚Ätherwellenhypothese') ausgehen, daß die Strahlung auch von den einzelnen Elektronen nach allen Richtungen im Raume sich fortpflanzt, und kann damit, wie es üblich ist, die Hypothese kombinieren, daß ein kontinuierliches Medium (Äther), welches das Elektron umgibt, der Träger des oszillatorischen elektromagnetischen Strahlungszustandes ist". Als spezielle Extrapolation der Ätherwellenhypothese von der ungeordneten Emission vieler Elektronen auf den elementaren Vorgang der Emission durch ein einzelnes Elektron bezeichnete ich in der folgenden Abhandlung die Ansicht, daß auch von einem einzelnen Elektron in allen Emissionsrichtungen die gleiche Strahlungsintensität emittiert werde. Daß diese Ansicht verbreitet sei, glaubte ich auf Grund persönlicher Erfahrung annehmen zu dürfen. Wenn Herr Sommerfeld auf Grund seiner Erfahrungen dagegen protestiert hätte, daß ich jene spezielle Extrapolation als allgemein üblich bezeichne, so hätte ich mit Befriedigung davon Kenntnis genommen.

Sehen wir ab von jenem experimentell wie theoretisch unhaltbaren Zusatz zu der oben charakterisierten Ätherwellenhypothese, so scheint mir doch, daß Herr Sommerfeld selbst auf dem Boden der Ätherwellenhypothese steht. Denn der wesentliche Inhalt dieser Hypothese ist, daß die von einem einzelnen Elektron während einer Beschleunigungsperiode weggehende Strahlungsenergie nach allen Richtungen im Raume divergiert, daß infolgedessen in einer jeden Emissionsrichtung die Intensität der emittierten Strahlung, gemessen in $\mathrm{erg} \cdot \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$, umgekehrt proportional ist dem Quadrat des Abstandes von dem Emissionszentrum, oder auch mit anderen Worten, daß die Energiedichte in der emittierten Welle für eine jede Emissionsrichtung umgekehrt proportional ist dem Quadrat des Abstandes von dem Divergenzzentrum. Freilich geht die von Herrn Sommerfeld vertretene Theorie nicht von der oben formulierten Ätherwellenhypothese, sondern von einer anderen äquivalenten Hypothese aus, sie kommt aber zu derselben Konsequenz wie die Ätherwellenhypothese. In der Gleichung (3) in Sommerfelds Mitteilung

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = \frac{\sin\varphi}{(1-\beta'\cos\varphi)^3}$$

ist nämlich auf der rechten Seite der Abstand r zwischen Emissionszentrum und Aufpunkt unterdrückt; sie lautet vollständig nach Abrahams Buch (II, § 14) reproduziert:

$$\mathfrak{E} = \frac{e\dot{v}\sin\varphi}{r c^2 (1-\beta'\cos\varphi)^3}.$$

Wie man hieraus sofort ersieht, nimmt auch nach der von Herrn Sommerfeld vertretenen Theorie der Röntgenstrahlung die Energiedichte der von einem einzelnen beschleunigten Elektron fortgehenden Strahlung umgekehrt proportional mit dem Quadrat des Abstandes von dem Emissionszentrum bis zu beliebigen kleinen Werten ab. Da diese Abnahme der Energiedichte eine wesentliche Eigenschaft der durch Sommerfelds Theorie beschriebenen Strahlung ist und da genau dieselbe Eigenschaft auch die Ätherwellenhypothese postuliert, so darf man wohl die von Sommerfeld vertretene Theorie der Röntgenstrahlung durch die Bezeichnung „Ätherwellentheorie" oder „Ätherimpulstheorie"[1]) in ihrem wesentlichen Inhalt charakterisieren.

In einer späteren Mitteilung möge die Hypothese bloßgelegt werden, aus deren Kombination mit den Maxwellschen Feldgleichungen die von Sommerfeld vertretene Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen resultiert. Aufgabe der vorliegenden Mitteilung ist, zwischen der Lichtquantenhypothese und der Ätherimpulstheorie auf Grund von Beobachtungen an Röntgenstrahlen zu entscheiden, über deren Resultate die zwei Erklärungsweisen in qualitativer oder quantitativer Hinsicht verschiedene Konsequenzen liefern.

2. Sind die Beobachtungen von Kaye und Baßler zur Prüfung der Ätherimpulstheorie geeignet?

Bei der Prüfung der Ätherimpulsheorie an den bis jetzt vorliegenden Beobachtungen ist Herr Sommerfeld geneigt, die Beobachtungen von Kaye

1) Herr Sommerfeld selbst bekennt sich zu der Auffassung (diese Zeitschr. 1, 105, 1899), „daß nämlich die Röntgenstrahlen als eine impulsive (d. h. kurze und starke) Gleichgewichtsstörung des Äthers anzusehen sind, welche durch die plötzliche Hemmung der von den Kathodenstrahlen mitgeführten Ladungen hervorgerufen wird".

Digitized by Google

und Baßler, welche seine Theorie zu bestätigen scheinen, als zuverlässig, meine ihr ungünstigen Beobachtungen dagegen als weniger brauchbar zu bewerten. So äußert er die Ansicht, ohne sie zu begründen, daß die Messung der Intensität der Röntgenstrahlen nach der Methode der Ionisierung (Kaye, Baßler) befriedigender sei als die Messung nach der photographischen Methode[1]). Dies veranlaßt mich, beide Methoden einem Vergleich zu unterziehen. Sie beruhen beide darauf, daß in einer Substanzschicht a (Luft in der Ionisierungszelle, Bromsilbergelatineschicht) ein Bruchteil μR der sie durchlaufenden Röntgenstrahlen zur Absorption gebracht wird. Ist der Charakter (Absorbierbarkeit) der Röntgenstrahlen unverändert, so ist innerhalb ziemlich weiter Grenzen die von ihnen hervorgebrachte Ionisierung J und die photographische Schwärzung S proportional μR, es gilt also

$$\mu_i R = k_i J \text{ oder } R = \frac{k_i}{\mu_i} J \text{ und}$$

$$\mu_p R = k_p S \text{ oder } R = \frac{k_p}{\mu_p} S.$$

Wären die Größen $\mu_i = 1 - e^{-\varkappa_i a_i} = \varkappa_i a_i$, $\mu_p = 1 - e^{-\varkappa_p a_p} = \varkappa_p a_p$, k_i und k_p bekannt, so würde die Intensität der Röntgenstrahlen im absolutem Maß ($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$) gemessen werden können. Da dies nicht der Fall ist, so ist nach beiden Methoden nur ein Vergleich der Intensitäten zweier Röntgenstrahlenbündel möglich.

Und zwar wird das Verhältnis der zwei Röntgenstrahlintensitäten $\frac{R_1}{R_2}$ dann gleich dem messenden Verhältnis $\frac{J_1}{J_2}$ bez. $\frac{S_1}{S_2}$, wenn $\varkappa_1 = \varkappa_2$ und $k_1 = k_2$ gilt, wenn also die verglichenen Intensitäten gleichen Absorptionsindex besitzen. Mit abnehmendem Absorptionsindex $\varkappa$ wird sowohl k_i wie k_p kleiner; ob mit abnehmendem Absorptionsindex die Größen $\frac{k_i}{\varkappa_i a_i}$ und $\frac{k_p}{\varkappa_p a_p}$ in dem in der Praxis in Betracht kommenden Variationsbereich des Charakters der Röntgenstrahlen mit $\varkappa$ sich beträchtlich ändern, inwieweit also die Änderung von k durch eine relativ gleiche Änderung von $\varkappa$ kompensiert wird, läßt sich schwer beurteilen. Die Messung des Verhältnisses zweier Röntgenstrahlintensitäten von verschiedenem Absorptionsindex durch das Verhältnis $\frac{J_1}{J_2}$, bez. $\frac{S_1}{S_2}$, ist also nach beiden Methoden ungenau. Wenn $\varkappa_2 > \varkappa_1$ ist, so gilt jedenfalls $\frac{R_1}{R_2} < \frac{\varkappa_{i2}}{\varkappa_{i1}} \frac{J_1}{J_2}$ bez. $\frac{R_1}{R_2} < \frac{\varkappa_{p2}}{\varkappa_{p1}} \frac{S_1}{S_2}$.

Was die Fehlerquellen der beiden Methoden betrifft, so leiden sie beide unter der Sekundärstrahlung, welche von den festen Wänden ausgeht, die die absorbierende Schicht begrenzen. Diese Sekundärstrahlung und die durch sie bedingte Veränderung des Verhältnisses $\frac{J_1}{J_2}$ bez. $\frac{S_1}{S_2}$ ist um so merkbarer, je größer das Atomgewicht der begrenzenden Wände ist. Bei der Ionisierungsmethode bestehen die begrenzenden Wände aus Metall (bei Baßler aus Blei); bei meiner Versuchsanordnung bestanden die Wände (Papier und Zelluloid) aus Material von kleinem Atomgewicht.

Was die praktische Handhabung der Methoden unabhängig von ihrer speziellen Anwendung auf Röntgenstrahlen betrifft, so steht die photographische Methode der Ionisierungsmethode nicht nach, wenn die Schwärzungen S_1 und S_2 von derselben Schicht nach gleicher chemischer Behandlung mit einem zuverlässigen Photometer abgenommen werden.

In einer Hinsicht ist aber die photographische Methode der Ionisierungsmethode weit überlegen; während nämlich diese eine zeitliche Folge der miteinander zu vergleichenden Messungen zweier gleichzeitiger Strahlungen verlangt, gestattet die photographische Methode in der von mir gewählten Anordnung gleichzeitige Strahlungsintensitäten in sehr vielen verschiedenen Emissionsrichtungen gleichzeitig zu messen, sie schließt die Fehlerquelle aus, daß zwischen den zeitlich aufeinander folgenden Messungen der Intensität in verschiedenen Emissionsrichtungen der Zustand der Röntgenröhre (Absorbierbarkeit und Intensität der Strahlung) sich ändert. Dieser Vorteil ist ein so großer, daß in weiteren Untersuchungen über die Abhängigkeit der Röntgenstrahlintensität von der Emissionsrichtung die photographische Methode wohl bevorzugt werden dürfte. Da im übrigen die beiden Methoden nach meiner Ansicht ziemlich gleichwertig sind, so ist im Interesse der Brauchbarkeit weiterer Untersuchungen zu wünschen, daß Herr Sommerfeld den Grund mitteilt, warum nach seiner Ansicht die Ionisierungsmethode befriedigender ist.

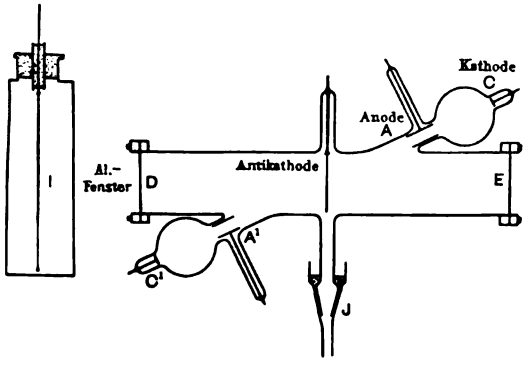
Was nun die Beobachtungen Kayes und Baßlers im speziellen betrifft, so möchte ich bezweifeln, daß sie als zuverlässige Stütze

1) Ähnlich bemerkt Herr Sommerfeld bezüglich Herwegs und meiner Beobachtungen an Röntgenstrahlen: „beides allerdings zunächst nur an den photographisch wirksamen Strahlen nachgewiesen". Es wäre wünschenswert, daß Herr Sommerfeld diese Einschränkung näher begründet; er scheint anzunehmen, daß es auch Röntgenstrahlen gibt, welche photographisch nicht wirksam sind.

Digitized by Google

der Ätherimpulstheorie angesprochen werden können.

Von der vorläufigen Mitteilung von W. C. Kaye[1]) habe ich erst einige Zeit nach dem Erscheinen meiner zur Diskussion stehenden Abhandlung durch die Zusendung eines Sonderabdruckes Kenntnis erhalten. In der Figur ist die Versuchsanordnung Kayes reproduziert. Auf die Antikathode fallen entweder von C oder von C_1 her Kathodenstrahlen, es treten darum durch das Aluminiumfenster D Röntgenstrahlen aus, die entweder in der Richtung oder entgegengesetzt der Richtung der erzeugenden Kathodenstrahlen verlaufen. Kaye beobachtet im ersten Fall eine größere Röntgenstrahlintensität als im



zweiten Fall. Nun aber untersucht und diskutiert Herr Kaye nicht folgende Fehlerquelle. Seine Antikathode ist immer eine sehr dünne Metallfolie ($1 \cdot 10^{-5}$, $2 \cdot 10^{-5}$ cm *Au*, $1 \cdot 10^{-5}$, $2 \cdot 10^{-5}$ cm *Al*); durch so dünne Folien gehen aber, wie bekannt ist, Kathodenstrahlen von großer Geschwindigkeit zu einem großen Prozentsatz hindurch; treffen die hindurchgegangenen Kathodenstrahlen die Glaswand oder das Aluminiumfenster auf der Rückseite der Antikathode, so entstehen dadurch neben den Röntgenstrahlen aus der Antikathode neue Röntgenstrahlen. Der Emissionsort dieser störenden Röntgenstrahlung liegt aber dann, wenn die Kathodenstrahlen in der Richtung $C \longrightarrow$ Antikathode laufen, viel näher an der Ionisierungszelle, als wenn sie in der Richtung $C_1 \longrightarrow$ Antikathode laufen. Diese Dissymmetrie der Intensität der störenden Röntgenstrahlung in bezug auf die Ionisierungszelle kann die von Kaye beobachtete Dissymmetrie hauptsächlich verursacht haben. Nehmen wir gemäß den Beobachtungen Lenards als Absorptionsindex für die in Betracht kommenden Strahlen die Werte $\varkappa_{Au} = 55000\ \text{cm}^{-1}$, $\varkappa_{Al} = 7100\ \text{cm}^{-1}$, so gingen in Kayes Versuchen durch $1 \cdot 10^{-5}$ cm und $2 \cdot 10^{-5}$ cm Goldfolie, durch $1 \cdot 10^{-5}$ cm und $2 \cdot 10^{-5}$ cm Aluminiumfolie ungefähr 50 und 30 Proz. bez. 90 und 80 Proz. hindurch. Diese große durch die Antikathode hindurchgehende Kathodenstrahlmenge beobachtet Kaye in der Tat auch an der Fluoreszenz der Glaswand hinter der Antikathode, hält sie indes irrtümlich für eine sekundäre von den Röntgenstrahlen erzeugte Kathodenstrahlung. Er schreibt nämlich: „Ferner ist, wie die Phosphoreszenz der Glaswände der Röhre beweist, die begleitende sekundäre Kathodenstrahlung nach der Rückseite der Antikathode viel intensiver wie diejenige nach der Vorderseite". Wie es nach dem Charakter der in diesen Versuchen wirksamen Fehlerquelle zu erwarten war, erhält Kaye eine um so größere Dissymmetrie, je größer die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, je dünner die Metallfolie und je kleiner deren Atomgewicht ist; desto größer ist nämlich der Prozentsatz der durch die Antikathode hindurch nach hinten austretenden Kathodenstrahlen.

Ich komme zu der Diskussion der Baßlerschen Beobachtungen durch Herrn Sommerfeld. So sehr ich die Sorgfalt anerkenne, mit der Baßler das Phänomen der Polarisation der primären Röntgenstrahlen gegen jeden Zweifel sicher stellte, so möchte ich doch der irrtümlichen Beurteilung eines Teiles der Baßlerschen Beobachtungen durch Herrn Sommerfeld entgegentreten. Herr Sommerfeld glaubt in Baßlers Beobachtungen über die Abhängigkeit der prozentischen polarisierten Röntgenstrahlintensität von der Emissionsrichtung eine bemerkenswerte Bestätigung der von ihm vertretenen Theorie erblicken zu dürfen; den wesentlichen Inhalt seiner Mitteilung sieht er in der Diskussion der Baßlerschen Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut. Bei dieser Diskussion verwertet er aber gerade den in Frage kommenden Teil der Baßlerschen Beobachtungen nicht einwandfrei. Er schreibt: „Wir können mit demselben Recht unsere theoretischen Kurven auf die Verteilung der Polarisation wie auf die der Intensität anwenden. Diese Anwendung ist sogar befriedigender wie jene, einmal, weil wir in der Baßlerschen Arbeit quantitativ zuverlässige, wenn auch nicht zahlreiche Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut zur Verfügung haben, sodann deshalb, weil die Polarisationsmessungen viel weniger wie die Intensitätsmessungen durch die Absorption in der Röhrenwand beeinträchtigt werden."

Was die quantitative Leistungsfähigkeit der Baßlerschen Methode, verglichen mit der photographischen Methode, betrifft, so verweise

1) W. C. Kaye, Proc. Cambr. Soc. **15**, 269, 1909.

Digitized by Google

ich auf meine obigen Darlegungen. Wenn Herr Sommerfeld in bezug auf die Beobachtungen Baßlers zwischen „Polarisationsmessungen" und „Intensitätsmessungen" unterscheidet, so ist schwer zu erkennen, was er darunter versteht. Denn die Baßlerschen Messungen sind Messungen der gesamten und der polarisierten Intensität, und Herr Sommerfeld ist im Irrtum, wenn er glaubt, daß die Baßlerschen Beobachtungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut viel weniger durch die Absorption in der Glaswand beeinträchtigt werden.

Sehen wir nämlich ab von dem oben diskutierten Einfluß der Variation des Absorptionsindex auf die Messung der in den Meßraum eintretenden Röntgenstrahlintensität und teilen wir, wie es Herr Sommerfeld tut, die Intensität der Röntgenstrahlen in eine polarisierte oder geordnete Intensität R_g („Bremsstrahlung") und in eine unpolarisierte oder ungeordnete Intensität R_u („Fluoreszenzstrahlung") und nehmen mit Herrn Sommerfeld an, daß R_u hinsichtlich seiner Größe und seines Absorptionsindex unabhängig sei vom Azimut, so gilt

$$R_g = R_{go}\, e^{-\varkappa_g a} \text{ und } R_u = R_{uo}\, e^{-\varkappa_u a}.$$

Nun ist die Dicke der Glaswand in den Baßlerschen Beobachtungen mit dem Azimut etwa in dem Verhältnis 1 : 2 bis 1 : 3 variabel. Bilden wir also wie Herr Sommerfeld das Verhältnis der Bremsstrahlung (geordnete, polarisierte Strahlung) zur Fluoreszenzstrahlung (ungeordnete, unpolarisierte Strahlung), so haben wir in diesem Verhältnis

$$\frac{R_g}{R_u} = \frac{R_{go}}{R_{uo}}\, e^{-(\varkappa_g - \varkappa_u) a}$$

die Glasdicke a als Funktion von φ zu betrachten; in den Baßlerschen Beobachtungen ist darum die Größe der prozentischen polarisierten Intensität allein durch die Variation der Dicke der Glaswand mit dem Azimut eine Funktion des Azimutes. Denn daß $\varkappa_g - \varkappa_u$ von Null verschieden ist, geht aus Baßlers eigenen Beobachtungen hervor, welcher wenigstens für ein Azimut ($\varphi = 90^0$) feststellte, daß die prozentische Polarisation mit der Größe der Absorption in einer von den Röntgenstrahlen durchlaufenen Schicht sich ändert. Ferner sind die Baßlerschen Beobachtungen hinsichtlich ihrer quantitativen Verwertbarkeit für Azimute größer als 110° nach Baßler, bez. kleiner als 70° nach Sommerfeld kaum brauchbar. Für solche Azimute gewinnt nämlich die Absorption der Röntgenstrahlen auf ihrem Wege durch die oberste Schicht der Antikathode wegen des großen Wertes von $\varkappa = 1900\ \text{cm}^{-1}$ für Platin Bedeutung. Diesen Punkt hat bereits B. Walter[1]) ausführlich diskutiert.

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß die Beobachtungen Baßlers über die Abhängigkeit der polarisierten Intensität primärer Röntgenstrahlen von dem Azimut nicht frei sind von der Abhängigkeit der Absorption vom Azimut, sowohl was die Absorption in der ungleichmäßig dicken Glaswand als auch was die Absorption in der Antikathode betrifft.

3. Prüfung der Ätherimpulstheorie an der Erfahrung.

Meine Beobachtungen über die dissymmetrische Emission der Röntgenstrahlen hatten in erster Linie die Aufgabe, die Existenz des Phänomens selbst sicher zu stellen. Sie sind indes in zweierlei Hinsicht bereits so weit quantitativ, daß sie eine quantitative Prüfung der Ätherimpulstheorie ermöglichen. Nach dieser liegt das Maximum der Intensität für $\beta = 1/3$ im Azimut $\varphi = 67^0$. Wie Herr Sommerfeld selbst bemerkt, ist die Lage des Intensitätsmaximums unabhängig von der Überlagerung einer nach allen Richtungen gleichmäßigen Fluoreszenzstrahlung. Der Wert $\beta = 1/3$ entspricht einem Kathodenfall von 28000 Volt. Die von mir mitgeteilten Intensitätskurven (Fig. 7 und 8) entsprechen einem Kathodenfall von weniger als 30000 Volt. Nun aber liegt bei den zwei Aufnahmen, von denen die eine außerhalb, die andere innerhalb der Röhre erhalten wurde, das Maximum der Strahlungsintensität bei einem Azimut von $\varphi = 60^0$, bez. von $\varphi = 50^0$. Die obere Kurve der Fig. 8 ist zuverlässiger als die Kurven der Fig. 7, da sie nicht auf Glasabsorption korrigiert zu werden brauchte; das Azimut der maximalen Intensität $\varphi = 50^0$ halte ich bei ihr bis auf $+5^0$ für sicher. Da bei ihr, wie aus dem großen Wert des Absorptionsindex geschlossen werden kann, β beträchtlich kleiner als $1/3$ war, so ist die Differenz zwischen der Theorie und der Beobachtung sicher größer als $17^0 \pm 5^0$. Diese Differenz kann nicht zu ungunsten der Genauigkeit der Beobachtungen gedeutet werden. Daß in den Beobachtungen der Fig. 7 und 8 das Maximum nicht bei größeren Azimuten lag, wird auch dadurch gestützt, daß in einer Aufnahme, während welcher der Kathodenfall durchschnittlich erheblich größer als bei den obigen war, das Maximum bei einem noch kleineren Azimut, nämlich bei $\varphi = 35^0$, lag.

Weiter ist aus den Kurven Sommerfelds ersichtlich, daß nach der Ätherimpulstheorie die Intensität der Bremsstrahlung in dem Azimutfeld

1) B. Walter, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 11, 1907.

Digitized by Google

von 20^0—30^0 und von 150^0—160^0 klein ist, verglichen mit der Intensität in dem Azimutfeld von 50^0—60^0. Nach dieser Theorie kann in jenen Azimutfeldern nur dann eine merkbare Intensität auftreten, wenn der Bremsstrahlung eine relativ intensive Fluoreszenzstrahlung übergelagert ist. Da aber diese in allen Emissionsrichtungen gleiche Intensität und gleichen Absorptionsindex hat, so müssen ihre Intensitäten in den Azimutfeldern 20^0—30^0 und 150^0—160^0 gleich groß unabhängig von der Absorption in einer überall gleich dicken Schicht sein (Sommerfelds Fig. 5). Übereinstimmend ist indes nach allen meinen veröffentlichten und unveröffentlichten Aufnahmen die Intensität in dem Azimutfeld 20^0—30^0 nur wenig kleiner als in dem Azimutfeld 50^0—60^0, dagegen erheblich größer als in dem Azimutfeld 150^0 bis 160^0, und zwar, wie besonders der Vergleich der Kurven der Fig. 8 untereinander und mit der korrigierten Kurve der Fig. 7 ergibt, um so größer, je größer die Absorption in einer überall gleich dicken Schicht ist. Daß diese große quantitative Differenz zwischen der Ätherimpulstheorie und den Beobachtungen aus einer Ungenauigkeit der Beobachtungen erklärt werden könnte, ist ausgeschlossen.

Vergleicht man also die Ätherimpulstheorie mit meinen Beobachtungen hinsichtlich der Abhängigkeit der Intensität der Emission vom Azimut, so ist die wirkliche Dissymmetrie der Röntgenstrahlung in bezug auf die Normalebene zu den Kathodenstrahlen beträchtlich größer als die theoretische Dissymmetrie, sowohl was die Lage der Richtung maximaler Intensität als auch was die Intensitäten in den Azimutfeldern 20^0—30^0 und 150^0—160^0 relativ zur Intensität in dem Azimutfeld 50^0—60^0 betrifft. Der Konsequenz der Tatsache, daß die wirkliche Dissymmetrie der Röntgenstrahlung in bezug auf die Normalebene beträchtlich größer ist als die von der Ätherimpulstheorie geforderte Dissymmetrie, kann diese Theorie nicht mit der Erklärung ausweichen, daß die ihren Formeln zugrunde liegende Annahme nur einen Idealfall darstelle, in welchem die nach der Theorie mögliche maximale Dissymmetrie[1]) nicht zur Entwicklung komme; das ist die Annahme, daß alle Kathodenstrahlelektronen geradlinig parallel der Richtung des Kathodenstrahlbündels je in einem einzigen Zusammenstoß bis zur Geschwindigkeit Null verzögert werden. Gerade diese Annahme liefert indes die mögliche maximale Dissymmetrie nach den hypothetischen Voraussetzungen der Ätherimpulstheorie. Denn finden mehrere aufeinander folgende geradlinige Bremsungen desselben Elektrons parallel der Kathodenstrahlrichtung statt, so wird die Dissymmetrie in bezug auf die Normalebene keinesfalls größer als die diskutierte (maximale) Dissymmetrie. Und kommen außer Beschleunigungen von der Richtung $\varphi = 0^0$ noch geneigte Beschleunigungen vor, so lassen sich diese gemäß der Voraussetzung der Ätherimpulstheorie in Komponenten parallel und in Komponenten normal zur Kathodenstrahlrichtung zerlegen; die letzteren Beschleunigungskomponenten liefern eine Ausstrahlung, welche symmetrisch ist in bezug auf die Normalebene, so daß auch in diesem Falle eine Verringerung der Dissymmetrie der Röntgenstrahlung in bezug auf die Normalebene resultiert.

Nachdem festgestellt ist, daß einerseits die Kurven Sommerfelds bereits die nach der Ätherimpulstheorie mögliche maximale Dissymmetrie der Röntgenstrahlemission darstellen, daß andererseits in einem Falle die wirklich beobachtete Dissymmetrie beträchtlich größer ist als die maximale Dissymmetrie nach dieser Theorie, ist die Frage zu beantworten, ob die wirklich beobachtete Dissymmetrie nach der Lichtquantenhypothese möglich ist. Wie ich an früheren Stellen dargelegt habe, hat man sich gemäß dieser Hypothese vorzustellen, daß sich der Schwerpunkt eines Strahlungsquantums in der Emissionsrichtung mit Lichtgeschwindigkeit bewegt und daß um diesen Schwerpunkt jedenfalls der größte Teil der Energie des Strahlungsquantums innerhalb eines relativ kleinen Volumens konzentriert bleibt, unabhängig von dem Abstand vom Emissionsort. Die Strahlungsenergie, welche demnach von einem einzelnen Elektron während einer Beschleunigungsperiode weggeht, verteilt sich nicht auf alle möglichen Emissionsrichtungen (Ätherwellentheorie), sondern sie bleibt in einer ausgezeichneten Emissionsrichtung konzentriert, während in alle anderen

1) Auch mit der Annahme gleichförmiger Bremsung bringt die Ätherimpulstheorie die Dissymmetrie bereits auf ein Maximum. Der Fall gleichförmiger Bremsung ist physikalisch sehr wenig wahrscheinlich. Die Beschleunigung des Kathodenstrahlelektrons erfolgt in Wirklichkeit in der Weise, daß es in ein atomistisches elektromagnetisches Kraftfeld eindringt, daß beim Vordringen in diesem Feld die auf das Elektron ausgeübte Kraft und somit die Beschleunigung des Elektrons wächst, während seine Geschwindigkeit abnimmt. Das gebremste Elektron erfährt darum in Wirklichkeit bei kleineren Geschwindigkeiten größere Beschleunigungen als bei großen Geschwindigkeiten, bei jenen ist aber die Dissymmetrie in der Ausstrahlung kleiner als bei großen Geschwindigkeiten. Würde man also die Ätherimpulstheorie auf den physikalisch wahrscheinlichen Fall anwenden, daß die Beschleunigung des Kathodenstrahlelektrons bei abnehmender Geschwindigkeit während der Bremsung wächst, dann würde aus der Theorie auch aus diesem Grunde eine kleinere Dissymmetrie der Strahlung resultieren, als die von Herrn Sommerfeld mitgeteilten Kurven zeigen.

Digitized by Google

Emissionsrichtungen überhaupt keine Energie fließt. Werden darum alle in gleicher Richtung auf die Antikathode auftreffenden Kathodenstrahlelektronen schon im ersten Zusammenstoß so stark verzögert, daß sie in den weiteren Zusammenstößen keine durchdringende Röntgenstrahlung mehr zu emittieren vermögen, so stellt sich die nach der Lichtquantenhypothese mögliche maximale Dissymmetrie der Emission von Röntgenstrahlen ein; es geht, wie es die Fig. 1 meiner früheren Mitteilung zeigt, die ganze Röntgenstrahlintensität nach der Rückseite der Normalebene, überhaupt keine Intensität nach der Vorderseite. Diese nach der Lichtquantenhypothese mögliche maximale Dissymmetrie wird nun in der Wirklichkeit, selbst abgesehen von der Eigenstrahlung der Antikathode, um so weniger erreicht, je größer die Zahl und die Geschwindigkeit derjenigen Kathodenstrahlelektronen ist, welche durch den ersten Zusammenstoß nach der Vorderseite der Normalebene in der Antikathode reflektiert werden. Indem diese nach vorne reflektierten Kathodenstrahlelektronen in weiteren Zusammenstößen verzögert werden, können sie auch nach der Vorderseite der Normalebene Strahlungsquanten zur Emission bringen. Indes werden diese nach vorn emittierten Strahlungsquanten deswegen eine kleinere Frequenz besitzen und darum absorbierbarer sein als die nach der Rückseite emittierten Quanten, weil die Energie der nach vorn reflektierten Kathodenstrahlelektronen infolge des Energieverlustes beim ersten Zusammenstoß durchschnittlich kleiner ist als die Energie der einfallenden Kathodenstrahlelektronen, welche nach der Rückseite der Normalebene Strahlungsquanten emittierten. So erklärt sich nach der Lichtquantenhypothese die Dissymmetrie der Röntgenstrahlenemission hinsichtlich der Absorbierbarkeit. Was die Lage der Emissionsrichtung maximaler Intensität betrifft, so wird sie nach der Lichtquantenhypothese in erster Linie durch diejenige Richtung bestimmt, in welcher die Zahl der Beschleunigungen von Kathodenstrahlelektronen ein Maximum hat. Die Lage dieser Richtung hängt zweifellos ab von der Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen und vom Anodenmaterial; daß das Azimut der Richtung maximaler Intensität den kleinen Wert hat, den ich für eine Kohlenantikathode gefunden habe, ist mit der Lichtquantenhypothese verträglich; die Lage dieser Richtung in einem Spezialfall sagt weder zugunsten noch zuungunsten der Lichtquantenhypothese etwas aus. Dagegen spricht entschieden zugunsten dieser Hypothese die Tatsache, daß in einem Spezialfall die Intensität im Azimutfeld 20^0—30^0 nur wenig kleiner war als die Intensität im Azimutfeld 50^0—60^0 und viel weniger absorbierbar als die Intensität im Azimutfeld 150^0—160^0.

Eine weitere Tatsache, welche die Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen ebenfalls nicht erklären kann, ist die Erscheinung, daß Röntgenstrahlen bei ihrer Absorption selbst in sehr großen Abständen von der Antikathode negative Elektronen zur Emission bringen, deren kinetische Energie von der Ordnung der Energie der primären Kathodenstrahlen ist. Ich habe an früherer Stelle[1]) ausführlich dargelegt, daß dieses Phänomen nicht aus einer Superposition der Strahlung von vielen einzelnen Emissionszentren erklärt werden kann, daß vielmehr die Emission jedes einzelnen sekundären Kathodenstrahlelektrons ausschließlich durch die Strahlung von seiten eines einzelnen Elektrons in der Antikathode bewirkt wird. Es kommt also bei der Emission des sekundären Kathodenstrahlelektrons in einer Zeit von der Ordnung $\frac{\lambda}{c}$ (λ „Impulsbreite“ der Röntgenstrahlung) die gesamte von einem einzelnen Elektron ausgestrahlte Energie zur Transformation in kinetische Energie des sekundären Kathodenstrahls selbst in sehr großen Abständen von der Antikathode. Dieses Phänomen ist im Prinzip die Realisation des Hauptinhalts der Lichtquantenhypothese, nämlich der Annahme, daß die Energie der elektromagnetischen Ausstrahlung eines einzelnen Elektrons unabhängig vom Abstand vom Emissionsort um ihren Schwerpunkt konzentriert bleibt. In meiner früheren Mitteilung (diese Zeitschr. **10**, 579, 1909) und in der letzten Mitteilung (diese Zeitschr. **10**, 902, 1909) habe ich diesem Phänomen eine entscheidende Bedeutung beigemessen zugunsten der Lichtquantenhypothese und zuungunsten der Ätherwellenhypothese, nach welcher die Strahlung eines einzelnen Elektrons nach allen Richtungen im Raum sich ausbreitet. Da die Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlung zu dem Inhalt der Ätherwellenhypothese führt, da nämlich nach ihr die Energiedichte der Strahlung eines einzelnen Elektrons in jeder Richtung umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes vom Emissionszentrum ist, so besitzt jenes Phänomen auch gegenüber der Ätherimpulstheorie die gleiche entscheidende Bedeutung wie gegenüber der Ätherwellenhypothese.

Zusammenfassung.

1. Die von Herrn Sommerfeld vertretene Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlung stimmt mit der Ätherwellenhypothese in der Aussage überein, daß von einem einzelnen beschleunigten

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 1909.

Digitized by Google

Elektron nach allen Richtungen im Raume Strahlung weggeht und daß in jeder Emissionsrichtung die Energiedichte der Strahlung umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes vom Emissionszentrum ist.

2. Die Ionisierungsmethode zur Vergleichung der Intensitäten von Röntgenstrahlen bietet gegenüber der photographischen Methode keinen Vorteil.

3. In den Beobachtungen von Kaye über dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen ist auf den Durchgang der Kathodenstrahlen durch die dünne Antikathode keine Rücksicht genommen.

4. Bei der theoretischen Verwertung der Beobachtungen Baßlers über die Abhängigkeit der prozentischen polarisierten Intensität vom Azimut ist darauf Rücksicht zu nehmen, daß diese Beobachtungen nicht frei sind von der Abhängigkeit der Absorption in der Glaswand und der Antikathode vom Azimut.

5. Das Azimut der Emissionsrichtung maximaler Intensität ist nach meinen Beobachtungen an einer Kohlenantikathode um mehr als $17^0 \pm 5^0$ kleiner, als die von Herrn Sommerfeld vertretene Theorie der Röntgenstrahlen zuläßt.

6. Nach meinen Beobachtungen an einer Kohlenantikathode ist die Intensität in dem Azimutfeld 20^0—30^0 nur wenig kleiner als im Azimutfeld 50^0—60^0 und viel weniger absorbierbar als die Intensität im Azimutfeld 150^0 bis 160^0. Diese Relation widerspricht der Ätherimpulstheorie.

7. Die in 5. und 6. charakterisierte große Dissymmetrie der Röntgenstrahlung einer Kohlenantikathode in bezug auf die Normalebene zu den erzeugenden Kathodenstrahlen ist nach der Lichtquantenhypothese möglich.

8. Das Phänomen der Emission schneller sekundärer Kathodenstrahlen durch Röntgenstrahlen ist nicht zu erklären nach der Ätherimpulstheorie, wohl aber nach der Lichtquantenhypothese.

Aachen, Physik. Institut der Techn. Hochschule, 23. Dezember 1909.

(Eingegangen 28. Dezember 1909.)

REFERATE.

Eine Wechselstrommaschine mit 100000 Perioden in der Sekunde.

Von O. Berg.

In dem Juli-Hefte des „Electrician" beschreibt E. F. W. Alexanderson eine Wechselstrommaschine, die zur direkten Erzeugung der Wellen für drahtlose Telegraphie geeignet ist. Die Maschine gehört dem Induktortyp an (Feldmagnete und Ankerwindungen feststehend, nach Art der Wechselstromsirene). Die induzierten Windungen liegen zickzackförmig in den radialen Nuten zweier eiserner Zahnkranzringe mit je 600 radialen Zähnen. (In jeder Zahnlücke liegt also nur je eine Windung.) Zwischen diesen beiden Zahnkränzen rotiert mit möglichst kleinem Luftzwischenraum eine Scheibe aus Chromnickelstahl, die beiderseitig mit 300 radialen Zähnen ausgerüstet ist. Die Zahnlücken sind hier des Luftwiderstandes wegen mit unmagnetischem Metall ausgefüllt. Die Feldwindungen sind so gelegt, daß das erregende Feld quer durch die Zahnkränze, überall der Achse parallel verläuft. Bei Rotation der Stahlscheibe werden durch deren Zähne in einem bestimmten Moment 300 Zähne der äußeren Zahnkränze miteinander magnetisch verbunden, im nächsten Moment die 300 dazwischenliegenden. Da die (600) Drahtwindungen in den äußeren Zahnkränzen zickzackförmig hin- und herlaufen, erfolgt also nach je $^1/_{600}$ Umdrehung der mittleren Stahlscheibe ein Stromwechsel in der Ankerwindung. Durch sehr sorgfältige mechanische Konstruktion wurde nun eine Tourenzahl von 20000 Umdrehungen in der Minute erreicht. Die Zahl der ganzen Perioden beträgt also 100000 in der Sekunde. Die Leistung ist etwa 2,1 Kilowatt. Die größte Leistung wird erzielt, wenn die Maschine mit einem Kondensator von gleicher Impedanz in Serie geschaltet wird. Während des Anlaufens der Maschine traten bei 1700 und 9000 Touren starke Achsenschwingungen auf, die durch besondere Hilfslager unschädlich gemacht wurden. Die Achse ist elastisch. Bei höheren Tourenzahlen läuft die Maschine auffallend ruhig.

(Eingegangen 1. Dezember 1909.)

Digitized by Google

BESPRECHUNGEN.

D. Vorländer und H. Hauswaldt, Achsenbilder flüssiger Kristalle. Aus den Abhandlungen der Kaiserl. Leop. Carol. Deutschen Akademie der Naturforscher, Bd. 90, No. 2. Mit 19 Tafeln. Leipzig, Wilh. Engelmann. 1909. M. 9.—

Den wesentlichen Inhalt der vorliegenden Arbeit, die außer einem kurzen Text auf 19 Tafeln 80 prachtvoll ausgeführte Reproduktionen von photographischen Aufnahmen enthält, resümieren die Verfasser mit folgenden Worten:

1. „Die flüssigen Kristalle sind in ihren Grundformen einachsig und geben im konvergenten polarisierten Lichte Interferenzfiguren, welche mit den Achsenbildern einachsiger fester Kristalle übereinstimmen".

„2. Einachsige flüssige Kristalle lassen sich winkelförmig knicken unter Bildung von einachsigen Doppelkristallen, welche mit festen Zwillingsplatten identisch sind".

„3. Die Größe des Knickwinkels konnte annähernd ermittelt werden".

Die Veröffentlichung dieser schönen Schrift ist darum mit besonderer Freude zu begrüßen, weil das in ihr enthaltene Anschauungsmaterial auch denjenigen, die die flüssigen Kristalle experimentell nicht näher studiert haben, ein gewisses Urteil in der Frage ermöglicht, ob und inwieweit die „flüssigen Kristalle" als wirkliche Kristallgebilde aufzufassen sind.

Werner Mecklenburg.

J. Classen, Vorlesungen über moderne Naturphilosophen (Du Bois-Reymond, F. A. Lange, Haeckel, Ostwald, Mach, Helmholtz, Boltzmann, Poincaré und Kant). 8. 180 S. Hamburg, C. Boysen. 1908. M. 3.50, gebunden M. 4.50

Die Vorlesungen, die im Winter 1907/08 in Hamburg gehalten wurden, behandeln den wissenschaftlichen Materialismus (Du Bois-Reymond und Lange), den Monismus Haeckels, die Energetik Ostwalds, den Empirismus Machs und die im engeren Anschluß an die moderne Physik entstandenen Anschauungen (Kirchhoff, Helmholtz, Hertz, Boltzmann, Poincaré). Verf. nimmt der Philosophie gegenüber einen etwas skeptischen Standpunkt ein: „Rein philosophische Gedankenrichtungen lösen sich ab wie die Launen der Mode" (S. 34); seine Absicht ist, zu zeigen, „daß man über viele dieser Dinge verschiedener Ansicht sein und bleiben kann, ganz seiner individuellen Anlage nach" (S. 5, 6). Dieser Standpunkt ermöglicht eine recht objektive Würdigung der einzelnen Systeme, ohne eine manchmal erfrischende Kritik auszuschließen. So werden Haeckels naturphilosopische Schriften nicht unzutreffend als die populäre Darstellung eines Systems bezeichnet, das niemals wissenschaftlich entwickelt worden ist. Den Wert eines naturphilosophischen Systems beurteilt der Verf. — angeblich — lediglich nach seinen naturwissenschaftlichen Konsequenzen. „Die Zulässigkeit einer solchen Weltanschauung hängt ganz davon ab, ob sie mit den Ergebnissen der Naturwissenschaft übereinstimmt, ob sie dieselben fördert oder hemmt" (S. 107). Unter diesem Gesichtspunkt werden die einzelnen philosophischen Systeme kritisch betrachtet.

Die Auseinandersetzung mit Mach wird besonderes Interesse beanspruchen. Es wird ausgeführt, daß die Auflösung der Welt in Empfindungselemente Unterschiede verschwinden läßt, die nicht verwischt werden dürfen. So läßt das Machsche System eine strenge Trennung zwischen biologischer und anorganischer Forschung nicht zu, deren Unterschied der Verf. in einer der Vorlesungen festzustellen sucht.

Die letzte Vorlesung ist allgemeinen Betrachtungen über die Aufgabe der Philosophie gewidmet und geht auch auf die Bedeutung Kants für die moderne Naturphilosophie ein, allerdings ohne die hier vorhandenen Beziehungen im einzelnen zu verfolgen. Leider findet sich auch (S. 162) die ominöse Identifizierung von „apriorischen" und „uns angeborenen" Erkenntnissen.

Berg.

E. E. Fournier d'Albe, Zwei neue Welten. Deutsch von M. Iklé. 8. 197 S. mit Fig. u. 1 Tafel. Leipzig, J. A. Barth. 1909.

Der Verfasser dieses hier in guter Übersetznng vorliegenden Buches hat sich eine Infra-Welt und eine Supra-Welt erschlossen; er betrachtet einmal die Elektronen als Planeten in dem Planetensystem „Molekül", das andere Mal die Fixsterne als Moleküle, deren Elektronen nichts anderes sind als unsere Planeten. Die Bewohner dieser Welten verwenden Längen- und Zeiteinheiten, die sich von unseren um hohe Zehnerpotenzen unterscheiden; 10^{22} spielt eine große Rolle. Die Lichtgeschwindigkeit ist in allen Welten die gleiche. Die neuesten Ergebnisse der Elektronen- und Astrophysik werden herangezogen, um zu schildern, was der Infra-Astronom und der Supra-Physiker beobachtet. Die Meinung des Verf. über seine Untersuchungen geht dahin, „daß sie eine Revision bisher gültiger Anschauungen in den Bezirken der Naturwissenschaften und der Philosophie erforderlich machen, welche es mit dem unendlich Großen und dem unendlich Kleinen ... zu tun haben". Der Verf. wird gewiß manchem mit seinem Büchlein Freude machen; hier aber nimmt er sich zu ernst.

Berg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin der Astronom des Reichsmarineamts Professor E. Kohlschütter für Astronomie, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr.-Ing. W. Steinkopf für Chemie.

Verliehen: Dem Abteilungsvorsteher am Geodätischen Institut Potsdam Professor Dr. A. Börsch der Titel Geheimer Regierungsrat, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Straßburg Dr. Adolf Kreutz und dem Privatdozenten für Astronomie Karl Wilhelm Wirtz ebenda, sowie dem Chemiker der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen Dr. K. Müller der Titel Professor.

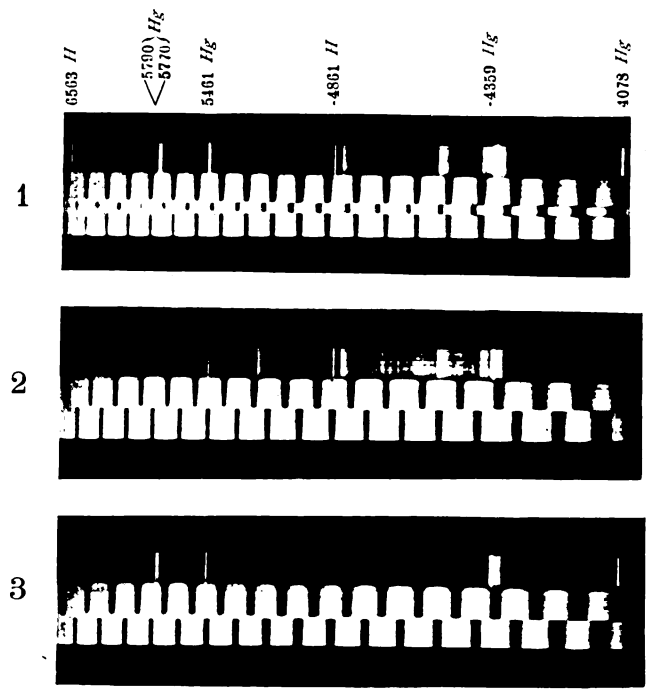
Ernannt: Der Professor der organischen Chemie an der Universität Nancy Dr. E. Blaise in gleicher Eigenschaft an der Universität Paris als Nachfolger von Bouveault, der Professor der organischen Chemie an der Universität Lyon Victor Grignard in gleicher Eigenschaft an der Universität Nancy, der erste Assistent der Universitätssternwarte in Straßburg Dr. E. Jost zum Observator an der Sternwarte in Königsberg, der o. Professor der Physik der Erde an der Universität Wien Dr. Wilhelm Trabert zum Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik (im Nebenamte) ebenda.

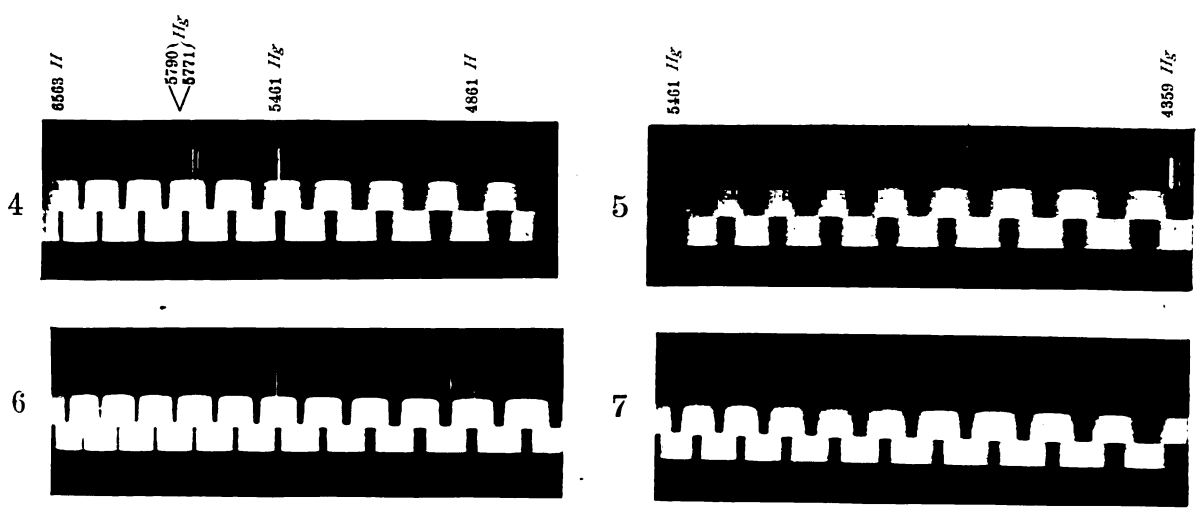
Auszeichnungen: Der frühere Direktor des chemischen Instituts der Universität Breslau Geh. Regierungsrat Dr. A. Ladenburg wurde zum korrespondierenden Mitglied der Akademie der Wissenschaften in Paris gewählt.

Gestorben: Der deutsche Chemiker Dr. Ludwig Mond in London.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google





P. Zeeman, Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation magnetisch zerlegter Linien. Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Digitized by Google

groß ist. Im vorliegenden Falle kommt hierzu wohl noch eine Akkommodationserscheinung hinzu, welche um so mehr ins Gewicht fallend ist, als es sich um Wechselströme längerer Periode handelt. Polarisation und Konzentrationsverschiebung, welche nach der Nernstschen Theorie zu erwarten waren, sind bei den hier in Betracht kommenden Kapazitäten und hohen Frequenzen so klein, daß ihr Nachweis nicht gelang.

Die Schlußfolgerung aus Obigem ist die, daß durch Einschaltung eines Hitzdrahtinstrumentes in die Zuführung zu einer der Elektroden und durch Parallelschaltung eines Voltmeters zu den Elektroden direkt die im Objekt vorhandene elektrische Energie gemessen und daß mithin diese dem Objekt zuzuführende Energie entsprechend beliebig einreguliert werden kann.

(Eingegangen 1. Dezember 1909.)

Zur experimentellen Entscheidung zwischen der Lichtquantenhypothese und der Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen.

Von J. Stark.

1. Historisches.

Herr Sommerfeld[1]) hat kürzlich in dieser Zeitschrift auf meine theoretischen Anschauungen und auf meine unlängst beschriebenen Beobachtungen (diese Zeitschr. **9**, 902, 1909) über die Emission von Röntgenstrahlen Bezug genommen; seine Ausführungen sind in mehreren Punkten unzutreffend und bedürfen der Richtigstellung.

Von Wiechert und Stokes ist die Hypothese geäußert worden, daß die Emissionszentren der Röntgenstrahlung die primären Kathodenstrahlelektronen seien, welche beim Auftreffen auf die Antikathode eine Verzögerung (Bremsung) erfahren. Neben diese Wiechert-Stokessche Hypothese habe ich auf Grund der Beobachtungen Barklas über sekundäre Röntgenstrahlen die Hypothese[2]) gestellt, daß die primäre Röntgenstrahlung auch gebundene Elektronen der Atome der chemischen Elemente zu Emissionszentren haben könne, daß nämlich derartige gebundene Elektronen direkt oder indirekt durch den Stoß der Kathodenstrahlelektronen zur Emission von Strahlung in sehr großen Eigenfrequenzen veranlaßt werden können. Je nach der Art der Emissionszentren ist also nach meiner Ansicht zwischen einer „Stoßstrahlung" herrührend von den Kathodenstrahlelektronen und einer „Eigenstrahlung" herrührend von den Atomelektronen zu unterscheiden. Diese Hypothese von einer primären Eigenstrahlung von Röntgenstrahlencharakter wurde von mehreren Kollegen, mit denen ich darüber sprach, mit Skepsis aufgenommen. Um so mehr freut es mich, zu Anfang dieser Auseinandersetzung mit Herrn Sommerfeld feststellen zu können, daß er jene Hypothese neben der Wiechert-Stokesschen Hypothese akzeptiert und sie in derselben Art wie ich zur Erklärung der Erscheinung benutzt hat, daß Antikathoden aus verschiedenem Material ein verschiedenes Verhältnis der „Stoß- oder Bremsstrahlung" zur „Eigenstrahlung" liefern.

Was die Differenzen zwischen Herrn Sommerfeld und mir betrifft, so muß ich zunächst eine Behauptung des Herrn Sommerfeld über meine theoretischen Anschauungen als unrichtig zurückweisen. Er schreibt: „Bezüglich der Anschauungen des Herrn Stark über die von einem gebremsten Elektron emittierte Strahlung, nach denen die Emission in allen Richtungen gleich groß sein soll, also keine elektromagnetische Bewegungsgröße mit sich führen und daher auch keine rückwirkende Kraft auf das Elektron ausüben würde, möchte ich hier nur bemerken, daß sie mit der elektromagnetischen Theorie unvereinbar sind". Die vorstehende Darstellung ist indes historisch unrichtig. In zwei der Publikation des Herrn Sommerfeld vorausgehenden Mitteilungen[1]) habe ich einerseits die Ätherwellenhypothese als unhaltbar bekämpft und habe andererseits in meiner letzten Mitteilung ausführlich von dem Reaktionsdruck bei der Emission von Strahlung gesprochen, ja den Begriff der Emission einer elektromagnetischen Bewegungsgröße auf der Basis der Lichtquantenhypothese benützt, genau so, wie es Herr Sommerfeld in seiner Mitteilung auf der hypothetischen Basis der von ihm vertretenen Theorie der Röntgenstrahlung macht. Die dissymmetrische Emission von Bewegungsgröße und das Auftreten eines Strahlungsdruckes ist also von Anfang an ein integrierender Bestandteil meiner Anschauungen ebenso wie derjenigen Herrn Sommerfelds. Mit dieser theoretischen Anschauung habe ich, um der experimentellen Arbeit Probleme auf Grund durchsichtiger Überlegungen stellen zu können, die Einsteinsche Lichtquantenhypothese kombiniert. Es ist wahr, daß diese Hypothese unabhängig von den Maxwellschen Differentialgleichungen des elektromagnetischen Feldes ist. Dafür daß diese Hypothese den Maxwellschen Gleichungen widerspricht, hat indes Herr Sommerfeld wenigstens bis jetzt keinen Beweis ver-

1) A. Sommerfeld, diese Zeitschr. **10**, 969, 1909.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 1909.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 902, 1909.

Digitized by Google

öffentlicht. Jedenfalls braucht man darin keinen Beweis zu erblicken, daß die Lichtquantenhypothese in ihren Konsequenzen den Konsequenzen aus den hypothetischen Grundlagen der von Sommerfeld vertretenen Theorie widerspricht. Die Behauptungen des Herrn Sommerfeld über das Verhältnis der von mir vertretenen Anschauungen zu der elektromagnetischen Theorie sind also unzutreffend.

Was die Ätherwellenhypothese betrifft, so habe ich mich über sie an früheren Stellen in folgender Weise geäußert: „Zweitens kann man in der bisher üblichen Weise von den geometrischen Eigenschaften des Strahlungskomplexes einer großen Anzahl von Emissionszentren auf die Konstitution der Strahlung eines einzelnen Zentrums extrapolieren und von der Hypothese (ich nenne sie ‚Ätherwellenhypothese') ausgehen, daß die Strahlung auch von den einzelnen Elektronen nach allen Richtungen im Raume sich fortpflanzt, und kann damit, wie es üblich ist, die Hypothese kombinieren, daß ein kontinuierliches Medium (Äther), welches das Elektron umgibt, der Träger des oszillatorischen elektromagnetischen Strahlungszustandes ist". Als spezielle Extrapolation der Ätherwellenhypothese von der ungeordneten Emission vieler Elektronen auf den elementaren Vorgang der Emission durch ein einzelnes Elektron bezeichnete ich in der folgenden Abhandlung die Ansicht, daß auch von einem einzelnen Elektron in allen Emissionsrichtungen die gleiche Strahlungsintensität emittiert werde. Daß diese Ansicht verbreitet sei, glaubte ich auf Grund persönlicher Erfahrung annehmen zu dürfen. Wenn Herr Sommerfeld auf Grund seiner Erfahrungen dagegen protestiert hätte, daß ich jene spezielle Extrapolation als allgemein üblich bezeichne, so hätte ich mit Befriedigung davon Kenntnis genommen.

Sehen wir ab von jenem experimentell wie theoretisch unhaltbaren Zusatz zu der oben charakterisierten Ätherwellenhypothese, so scheint mir doch, daß Herr Sommerfeld selbst auf dem Boden der Ätherwellenhypothese steht. Denn der wesentliche Inhalt dieser Hypothese ist, daß die von einem einzelnen Elektron während einer Beschleunigungsperiode weggehende Strahlungsenergie nach allen Richtungen im Raume divergiert, daß infolgedessen in einer jeden Emissionsrichtung die Intensität der emittierten Strahlung, gemessen in $\mathrm{erg} \cdot \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$, umgekehrt proportional ist dem Quadrat des Abstandes von dem Emissionszentrum, oder auch mit anderen Worten, daß die Energiedichte in der emittierten Welle für eine jede Emissionsrichtung umgekehrt proportional ist dem Quadrat des Abstandes von dem Divergenzzentrum. Freilich geht die von Herrn Sommerfeld vertretene Theorie nicht von der oben formulierten Ätherwellenhypothese, sondern von einer anderen äquivalenten Hypothese aus, sie kommt aber zu derselben Konsequenz wie die Ätherwellenhypothese. In der Gleichung (3) in Sommerfelds Mitteilung

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = \frac{\sin\varphi}{(1-\beta'\cos\varphi)^3}$$

ist nämlich auf der rechten Seite der Abstand r zwischen Emissionszentrum und Aufpunkt unterdrückt; sie lautet vollständig nach Abrahams Buch (II, § 14) reproduziert:

$$\mathfrak{E} = \frac{e\dot{v}\sin\varphi}{r c^2 (1-\beta'\cos\varphi)^3}.$$

Wie man hieraus sofort ersieht, nimmt auch nach der von Herrn Sommerfeld vertretenen Theorie der Röntgenstrahlung die Energiedichte der von einem einzelnen beschleunigten Elektron fortgehenden Strahlung umgekehrt proportional mit dem Quadrat des Abstandes von dem Emissionszentrum bis zu beliebigen kleinen Werten ab. Da diese Abnahme der Energiedichte eine wesentliche Eigenschaft der durch Sommerfelds Theorie beschriebenen Strahlung ist und da genau dieselbe Eigenschaft auch die Ätherwellenhypothese postuliert, so darf man wohl die von Sommerfeld vertretene Theorie der Röntgenstrahlung durch die Bezeichnung „Ätherwellentheorie" oder „Ätherimpulstheorie"[1]) in ihrem wesentlichen Inhalt charakterisieren.

In einer späteren Mitteilung möge die Hypothese bloßgelegt werden, aus deren Kombination mit den Maxwellschen Feldgleichungen die von Sommerfeld vertretene Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen resultiert. Aufgabe der vorliegenden Mitteilung ist, zwischen der Lichtquantenhypothese und der Ätherimpulstheorie auf Grund von Beobachtungen an Röntgenstrahlen zu entscheiden, über deren Resultate die zwei Erklärungsweisen in qualitativer oder quantitativer Hinsicht verschiedene Konsequenzen liefern.

2. Sind die Beobachtungen von Kaye und Baßler zur Prüfung der Ätherimpulstheorie geeignet?

Bei der Prüfung der Ätherimpulsheorie an den bis jetzt vorliegenden Beobachtungen ist Herr Sommerfeld geneigt, die Beobachtungen von Kaye

1) Herr Sommerfeld selbst bekennt sich zu der Auffassung (diese Zeitschr. 1, 105, 1899), „daß nämlich die Röntgenstrahlen als eine impulsive (d. h. kurze und starke) Gleichgewichtsstörung des Äthers anzusehen sind, welche durch die plötzliche Hemmung der von den Kathodenstrahlen mitgeführten Ladungen hervorgerufen wird".

Digitized by Google

und Baßler, welche seine Theorie zu bestätigen scheinen, als zuverlässig, meine ihr ungünstigen Beobachtungen dagegen als weniger brauchbar zu bewerten. So äußert er die Ansicht, ohne sie zu begründen, daß die Messung der Intensität der Röntgenstrahlen nach der Methode der Ionisierung (Kaye, Baßler) befriedigender sei als die Messung nach der photographischen Methode[1]). Dies veranlaßt mich, beide Methoden einem Vergleich zu unterziehen. Sie beruhen beide darauf, daß in einer Substanzschicht a (Luft in der Ionisierungszelle, Bromsilbergelatineschicht) ein Bruchteil μR der sie durchlaufenden Röntgenstrahlen zur Absorption gebracht wird. Ist der Charakter (Absorbierbarkeit) der Röntgenstrahlen unverändert, so ist innerhalb ziemlich weiter Grenzen die von ihnen hervorgebrachte Ionisierung J und die photographische Schwärzung S proportional μR, es gilt also

$$\mu_i R = k_i J \text{ oder } R = \frac{k_i}{\mu_i} J \text{ und}$$

$$\mu_p R = k_p S \text{ oder } R = \frac{k_p}{\mu_p} S.$$

Wären die Größen $\mu_i = 1 - e^{-\varkappa_i a_i} = \varkappa_i a_i$, $\mu_p = 1 - e^{-\varkappa_p a_p} = \varkappa_p a_p$, k_i und k_p bekannt, so würde die Intensität der Röntgenstrahlen im absolutem Maß (erg · cm^{-2} · sec^{-1}) gemessen werden können. Da dies nicht der Fall ist, so ist nach beiden Methoden nur ein Vergleich der Intensitäten zweier Röntgenstrahlenbündel möglich.

Und zwar wird das Verhältnis der zwei Röntgenstrahlintensitäten $\frac{R_1}{R_2}$ dann gleich dem messenden Verhältnis $\frac{J_1}{J_2}$ bez. $\frac{S_1}{S_2}$, wenn $\varkappa_1 = \varkappa_2$ und $k_1 = k_2$ gilt, wenn also die verglichenen Intensitäten gleichen Absorptionsindex besitzen. Mit abnehmendem Absorptionsindex $\varkappa$ wird sowohl k_i wie k_p kleiner; ob mit abnehmendem Absorptionsindex die Größen $\frac{k_i}{\varkappa_i a_i}$ und $\frac{k_p}{\varkappa_p a_p}$ in dem in der Praxis in Betracht kommenden Variationsbereich des Charakters der Röntgenstrahlen mit $\varkappa$ sich beträchtlich ändern, inwieweit also die Änderung von k durch eine relativ gleiche Änderung von $\varkappa$ kompensiert wird, läßt sich schwer beurteilen. Die Messung des Verhältnisses zweier Röntgenstrahlintensitäten von verschiedenem Absorptionsindex durch das Verhältnis $\frac{J_1}{J_2}$, bez. $\frac{S_1}{S_2}$, ist also nach beiden Methoden ungenau. Wenn $\varkappa_2 > \varkappa_1$ ist, so gilt jedenfalls $\frac{R_1}{R_2} < \frac{\varkappa_{i2}}{\varkappa_{i1}} \frac{J_1}{J_2}$ bez. $\frac{R_1}{R_2} < \frac{\varkappa_{p2}}{\varkappa_{p1}} \frac{S_1}{S_2}$.

Was die Fehlerquellen der beiden Methoden betrifft, so leiden sie beide unter der Sekundärstrahlung, welche von den festen Wänden ausgeht, die die absorbierende Schicht begrenzen. Diese Sekundärstrahlung und die durch sie bedingte Veränderung des Verhältnisses $\frac{J_1}{J_2}$ bez. $\frac{S_1}{S_2}$ ist um so merkbarer, je größer das Atomgewicht der begrenzenden Wände ist. Bei der Ionisierungsmethode bestehen die begrenzenden Wände aus Metall (bei Baßler aus Blei); bei meiner Versuchsanordnung bestanden die Wände (Papier und Zelluloid) aus Material von kleinem Atomgewicht.

Was die praktische Handhabung der Methoden unabhängig von ihrer speziellen Anwendung auf Röntgenstrahlen betrifft, so steht die photographische Methode der Ionisierungsmethode nicht nach, wenn die Schwärzungen S_1 und S_2 von derselben Schicht nach gleicher chemischer Behandlung mit einem zuverlässigen Photometer abgenommen werden.

In einer Hinsicht ist aber die photographische Methode der Ionisierungsmethode weit überlegen; während nämlich diese eine zeitliche Folge der miteinander zu vergleichenden Messungen zweier gleichzeitiger Strahlungen verlangt, gestattet die photographische Methode in der von mir gewählten Anordnung gleichzeitige Strahlungsintensitäten in sehr vielen verschiedenen Emissionsrichtungen gleichzeitig zu messen, sie schließt die Fehlerquelle aus, daß zwischen den zeitlich aufeinander folgenden Messungen der Intensität in verschiedenen Emissionsrichtungen der Zustand der Röntgenröhre (Absorbierbarkeit und Intensität der Strahlung) sich ändert. Dieser Vorteil ist ein so großer, daß in weiteren Untersuchungen über die Abhängigkeit der Röntgenstrahlintensität von der Emissionsrichtung die photographische Methode wohl bevorzugt werden dürfte. Da im übrigen die beiden Methoden nach meiner Ansicht ziemlich gleichwertig sind, so ist im Interesse der Brauchbarkeit weiterer Untersuchungen zu wünschen, daß Herr Sommerfeld den Grund mitteilt, warum nach seiner Ansicht die Ionisierungsmethode befriedigender ist.

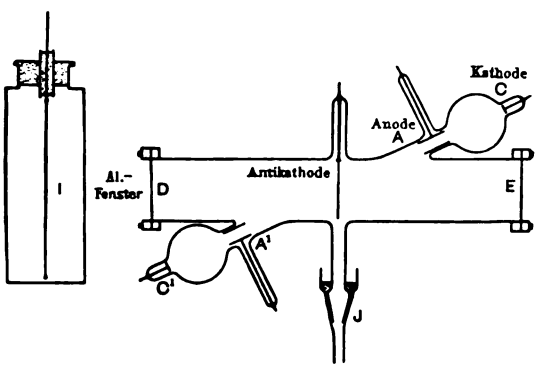
Was nun die Beobachtungen Kayes und Baßlers im speziellen betrifft, so möchte ich bezweifeln, daß sie als zuverlässige Stütze

1) Ähnlich bemerkt Herr Sommerfeld bezüglich Herwegs und meiner Beobachtungen an Röntgenstrahlen: „beides allerdings zunächst nur an den photographisch wirksamen Strahlen nachgewiesen". Es wäre wünschenswert, daß Herr Sommerfeld diese Einschränkung näher begründet; er scheint anzunehmen, daß es auch Röntgenstrahlen gibt, welche photographisch nicht wirksam sind.

Digitized by Google

der Ätherimpulstheorie angesprochen werden können.

Von der vorläufigen Mitteilung von W. C. Kaye[1]) habe ich erst einige Zeit nach dem Erscheinen meiner zur Diskussion stehenden Abhandlung durch die Zusendung eines Sonderabdruckes Kenntnis erhalten. In der Figur ist die Versuchsanordnung Kayes reproduziert. Auf die Antikathode fallen entweder von C oder von C_1 her Kathodenstrahlen, es treten darum durch das Aluminiumfenster D Röntgenstrahlen aus, die entweder in der Richtung oder entgegengesetzt der Richtung der erzeugenden Kathodenstrahlen verlaufen. Kaye beobachtet im ersten Fall eine größere Röntgenstrahlintensität als im



zweiten Fall. Nun aber untersucht und diskutiert Herr Kaye nicht folgende Fehlerquelle. Seine Antikathode ist immer eine sehr dünne Metallfolie ($1 \cdot 10^{-5}$, $2 \cdot 10^{-5}$ cm *Au*, $1 \cdot 10^{-5}$, $2 \cdot 10^{-5}$ cm *Al*); durch so dünne Folien gehen aber, wie bekannt ist, Kathodenstrahlen von großer Geschwindigkeit zu einem großen Prozentsatz hindurch; treffen die hindurchgegangenen Kathodenstrahlen die Glaswand oder das Aluminiumfenster auf der Rückseite der Antikathode, so entstehen dadurch neben den Röntgenstrahlen aus der Antikathode neue Röntgenstrahlen. Der Emissionsort dieser störenden Röntgenstrahlung liegt aber dann, wenn die Kathodenstrahlen in der Richtung $C \longrightarrow$ Antikathode laufen, viel näher an der Ionisierungszelle, als wenn sie in der Richtung $C_1 \longrightarrow$ Antikathode laufen. Diese Dissymmetrie der Intensität der störenden Röntgenstrahlung in bezug auf die Ionisierungszelle kann die von Kaye beobachtete Dissymmetrie hauptsächlich verursacht haben. Nehmen wir gemäß den Beobachtungen Lenards als Absorptionsindex für die in Betracht kommenden Strahlen die Werte $\varkappa_{Au} = 55000\ \text{cm}^{-1}$, $\varkappa_{Al} = 7100\ \text{cm}^{-1}$, so gingen in Kayes Versuchen durch $1 \cdot 10^{-5}$ cm und $2 \cdot 10^{-5}$ cm Goldfolie, durch $1 \cdot 10^{-5}$ cm und $2 \cdot 10^{-5}$ cm Aluminiumfolie ungefähr 50 und 30 Proz. bez. 90 und 80 Proz. hindurch. Diese große durch die Antikathode hindurchgehende Kathodenstrahlmenge beobachtet Kaye in der Tat auch an der Fluoreszenz der Glaswand hinter der Antikathode, hält sie indes irrtümlich für eine sekundäre von den Röntgenstrahlen erzeugte Kathodenstrahlung. Er schreibt nämlich: „Ferner ist, wie die Phosphoreszenz der Glaswände der Röhre beweist, die begleitende sekundäre Kathodenstrahlung nach der Rückseite der Antikathode viel intensiver wie diejenige nach der Vorderseite". Wie es nach dem Charakter der in diesen Versuchen wirksamen Fehlerquelle zu erwarten war, erhält Kaye eine um so größere Dissymmetrie, je größer die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, je dünner die Metallfolie und je kleiner deren Atomgewicht ist; desto größer ist nämlich der Prozentsatz der durch die Antikathode hindurch nach hinten austretenden Kathodenstrahlen.

Ich komme zu der Diskussion der Baßlerschen Beobachtungen durch Herrn Sommerfeld. So sehr ich die Sorgfalt anerkenne, mit der Baßler das Phänomen der Polarisation der primären Röntgenstrahlen gegen jeden Zweifel sicher stellte, so möchte ich doch der irrtümlichen Beurteilung eines Teiles der Baßlerschen Beobachtungen durch Herrn Sommerfeld entgegentreten. Herr Sommerfeld glaubt in Baßlers Beobachtungen über die Abhängigkeit der prozentischen polarisierten Röntgenstrahlintensität von der Emissionsrichtung eine bemerkenswerte Bestätigung der von ihm vertretenen Theorie erblicken zu dürfen; den wesentlichen Inhalt seiner Mitteilung sieht er in der Diskussion der Baßlerschen Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut. Bei dieser Diskussion verwertet er aber gerade den in Frage kommenden Teil der Baßlerschen Beobachtungen nicht einwandfrei. Er schreibt: „Wir können mit demselben Recht unsere theoretischen Kurven auf die Verteilung der Polarisation wie auf die der Intensität anwenden. Diese Anwendung ist sogar befriedigender wie jene, einmal, weil wir in der Baßlerschen Arbeit quantitativ zuverlässige, wenn auch nicht zahlreiche Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut zur Verfügung haben, sodann deshalb, weil die Polarisationsmessungen viel weniger wie die Intensitätsmessungen durch die Absorption in der Röhrenwand beeinträchtigt werden."

Was die quantitative Leistungsfähigkeit der Baßlerschen Methode, verglichen mit der photographischen Methode, betrifft, so verweise

1) W. C. Kaye, Proc. Cambr. Soc. 15, 269, 1909.

Digitized by Google

ich auf meine obigen Darlegungen. Wenn Herr Sommerfeld in bezug auf die Beobachtungen Baßlers zwischen „Polarisationsmessungen" und „Intensitätsmessungen" unterscheidet, so ist schwer zu erkennen, was er darunter versteht. Denn die Baßlerschen Messungen sind Messungen der gesamten und der polarisierten Intensität, und Herr Sommerfeld ist im Irrtum, wenn er glaubt, daß die Baßlerschen Beobachtungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut viel weniger durch die Absorption in der Glaswand beeinträchtigt werden.

Sehen wir nämlich ab von dem oben diskutierten Einfluß der Variation des Absorptionsindex auf die Messung der in den Meßraum eintretenden Röntgenstrahlintensität und teilen wir, wie es Herr Sommerfeld tut, die Intensität der Röntgenstrahlen in eine polarisierte oder geordnete Intensität R_z („Bremsstrahlung") und in eine unpolarisierte oder ungeordnete Intensität R_u („Fluoreszenzstrahlung") und nehmen mit Herrn Sommerfeld an, daß R_u hinsichtlich seiner Größe und seines Absorptionsindex unabhängig sei vom Azimut, so gilt

$$R_z = R_{z_0} e^{-\varkappa_z a} \text{ und } R_u = R_{u_0} e^{-\varkappa_u a}.$$

Nun ist die Dicke der Glaswand in den Baßlerschen Beobachtungen mit dem Azimut etwa in dem Verhältnis 1 : 2 bis 1 : 3 variabel. Bilden wir also wie Herr Sommerfeld das Verhältnis der Bremsstrahlung (geordnete, polarisierte Strahlung) zur Fluoreszenzstrahlung (ungeordnete, unpolarisierte Strahlung), so haben wir in diesem Verhältnis

$$\frac{R_z}{R_u} = \frac{R_{z_0}}{R_{u_0}} e^{-\varkappa_z - \varkappa_u a}$$

die Glasdicke a als Funktion von φ zu betrachten; in den Baßlerschen Beobachtungen ist darum die Größe der prozentischen polarisierten Intensität allein durch die Variation der Dicke der Glaswand mit dem Azimut eine Funktion des Azimutes. Denn daß $\varkappa_z - \varkappa_u$ von Null verschieden ist, geht aus Baßlers eigenen Beobachtungen hervor, welcher wenigstens für ein Azimut $\varphi = 90^0$ feststellte, daß die prozentische Polarisation mit der Größe der Absorption in einer von den Röntgenstrahlen durchlaufenen Schicht sich ändert. Ferner sind die Baßlerschen Beobachtungen hinsichtlich ihrer quantitativen Verwertbarkeit für Azimute größer als 110° nach Baßler, bez. kleiner als 70° nach Sommerfeld kaum brauchbar. Für solche Azimute gewinnt nämlich die Absorption der Röntgenstrahlen auf ihrem Wege durch die oberste Schicht der Antikathode wegen des großen Wertes von $\varkappa = 1960\ \text{cm}^{-1}$ für Platin Bedeutung. Diesen Punkt hat bereits B. Walter[1] ausführlich diskutiert.

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß die Beobachtungen Baßlers über die Abhängigkeit der polarisierten Intensität primärer Röntgenstrahlen von dem Azimut nicht frei sind von der Abhängigkeit der Absorption vom Azimut, sowohl was die Absorption in der ungleichmäßig dicken Glaswand als auch was die Absorption in der Antikathode betrifft.

3. Prüfung der Ätherimpulstheorie an der Erfahrung.

Meine Beobachtungen über die dissymmetrische Emission der Röntgenstrahlen hatten in erster Linie die Aufgabe, die Existenz des Phänomens selbst sicher zu stellen. Sie sind indes in zweierlei Hinsicht bereits so weit quantitativ, daß sie eine quantitative Prüfung der Ätherimpulstheorie ermöglichen. Nach dieser liegt das Maximum der Intensität für $\beta = 1_{\ 3}$ im Azimut $\varphi = 67^0$. Wie Herr Sommerfeld selbst bemerkt, ist die Lage des Intensitätsmaximums unabhängig von der Überlagerung einer nach allen Richtungen gleichmäßigen Fluoreszenzstrahlung. Der Wert $\beta = 1_{\ 3}$ entspricht einem Kathodenfall von 28000 Volt. Die von mir mitgeteilten Intensitätskurven (Fig. 7 und 8) entsprechen einem Kathodenfall von weniger als 30000 Volt. Nun aber liegt bei den zwei Aufnahmen, von denen die eine außerhalb, die andere innerhalb der Rohre erhalten wurde, das Maximum der Strahlungsintensität bei einem Azimut von $\varphi = 60^0$, bez. von $\varphi = 50^0$. Die obere Kurve der Fig. 8 ist zuverlässiger als die Kurven der Fig. 7, da sie nicht auf Glasabsorption korrigiert zu werden brauchte; das Azimut der maximalen Intensität $\varphi = 50^0$ halte ich bei ihr bis auf $\pm 5^0$ für sicher. Da bei ihr, wie aus dem großen Wert des Absorptionsindex geschlossen werden kann, β beträchtlich kleiner als $1_{\ 3}$ war, so ist die Differenz zwischen der Theorie und der Beobachtung sicher größer als $17^0 \pm 5^0$. Diese Differenz kann nicht zu ungunsten der Genauigkeit der Beobachtungen gedeutet werden. Daß in den Beobachtungen der Fig. 7 und 8 das Maximum nicht bei größeren Azimuten lag, wird auch dadurch gestützt, daß in einer Aufnahme, während welcher der Kathodenfall durchschnittlich erheblich größer als bei den obigen war, das Maximum bei einem noch kleineren Azimut, nämlich bei $\varphi = 35^0$, lag.

Weiter ist aus den Kurven Sommerfelds ersichtlich, daß nach der Ätherimpulstheorie die Intensität der Bremsstrahlung in dem Azimutfeld

[1] B. Walter, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. II. 1907.

Digitized by Google

von 20^0—30^0 und von 150^0—160^0 klein ist, verglichen mit der Intensität in dem Azimutfeld von 50^0—60^0. Nach dieser Theorie kann in jenen Azimutfeldern nur dann eine merkbare Intensität auftreten, wenn der Bremsstrahlung eine relativ intensive Fluoreszenzstrahlung übergelagert ist. Da aber diese in allen Emissionsrichtungen gleiche Intensität und gleichen Absorptionsindex hat, so müssen ihre Intensitäten in den Azimutfeldern 20^0—30^0 und 150^0—160^0 gleich groß unabhängig von der Absorption in einer überall gleich dicken Schicht sein (Sommerfelds Fig. 5). Übereinstimmend ist indes nach allen meinen veröffentlichten und unveröffentlichten Aufnahmen die Intensität in dem Azimutfeld 20^0—30^0 nur wenig kleiner als in dem Azimutfeld 50^0—60^0, dagegen erheblich größer als in dem Azimutfeld 150^0 bis 160^0, und zwar, wie besonders der Vergleich der Kurven der Fig. 8 untereinander und mit der korrigierten Kurve der Fig. 7 ergibt, um so größer, je größer die Absorption in einer überall gleich dicken Schicht ist. Daß diese große quantitative Differenz zwischen der Ätherimpulstheorie und den Beobachtungen aus einer Ungenauigkeit der Beobachtungen erklärt werden könnte, ist ausgeschlossen.

Vergleicht man also die Ätherimpulstheorie mit meinen Beobachtungen hinsichtlich der Abhängigkeit der Intensität der Emission vom Azimut, so ist die wirkliche Dissymmetrie der Röntgenstrahlung in bezug auf die Normalebene zu den Kathodenstrahlen beträchtlich größer als die theoretische Dissymmetrie, sowohl was die Lage der Richtung maximaler Intensität als auch was die Intensitäten in den Azimutfeldern 20^0—30^0 und 150^0—160^0 relativ zur Intensität in dem Azimutfeld 50^0—60^0 betrifft. Der Konsequenz der Tatsache, daß die wirkliche Dissymmetrie der Röntgenstrahlung in bezug auf die Normalebene beträchtlich größer ist als die von der Ätherimpulstheorie geforderte Dissymmetrie, kann diese Theorie nicht mit der Erklärung ausweichen, daß die ihren Formeln zugrunde liegende Annahme nur einen Idealfall darstelle, in welchem die nach der Theorie mögliche maximale Dissymmetrie[1]) nicht zur Entwicklung komme; das ist die Annahme, daß alle Kathodenstrahlelektronen geradlinig parallel der Richtung des Kathodenstrahlbündels je in einem einzigen Zusammenstoß bis zur Geschwindigkeit Null verzögert werden. Gerade diese Annahme liefert indes die mögliche maximale Dissymmetrie nach den hypothetischen Voraussetzungen der Ätherimpulstheorie. Denn finden mehrere aufeinander folgende geradlinige Bremsungen desselben Elektrons parallel der Kathodenstrahlrichtung statt, so wird die Dissymmetrie in bezug auf die Normalebene keinesfalls größer als die diskutierte (maximale) Dissymmetrie. Und kommen außer Beschleunigungen von der Richtung $\varphi = 0^0$ noch geneigte Beschleunigungen vor, so lassen sich diese gemäß der Voraussetzung der Ätherimpulstheorie in Komponenten parallel und in Komponenten normal zur Kathodenstrahlrichtung zerlegen; die letzteren Beschleunigungskomponenten liefern eine Ausstrahlung, welche symmetrisch ist in bezug auf die Normalebene, so daß auch in diesem Falle eine Verringerung der Dissymmetrie der Röntgenstrahlung in bezug auf die Normalebene resultiert.

Nachdem festgestellt ist, daß einerseits die Kurven Sommerfelds bereits die nach der Ätherimpulstheorie mögliche maximale Dissymmetrie der Röntgenstrahlemission darstellen, daß andererseits in einem Falle die wirklich beobachtete Dissymmetrie beträchtlich größer ist als die maximale Dissymmetrie nach dieser Theorie, ist die Frage zu beantworten, ob die wirklich beobachtete Dissymmetrie nach der Lichtquantenhypothese möglich ist. Wie ich an früheren Stellen dargelegt habe, hat man sich gemäß dieser Hypothese vorzustellen, daß sich der Schwerpunkt eines Strahlungsquantums in der Emissionsrichtung mit Lichtgeschwindigkeit bewegt und daß um diesen Schwerpunkt jedenfalls der größte Teil der Energie des Strahlungsquantums innerhalb eines relativ kleinen Volumens konzentriert bleibt, unabhängig von dem Abstand vom Emissionsort. Die Strahlungsenergie, welche demnach von einem einzelnen Elektron während einer Beschleunigungsperiode weggeht, verteilt sich nicht auf alle möglichen Emissionsrichtungen (Ätherwellentheorie), sondern sie bleibt in einer ausgezeichneten Emissionsrichtung konzentriert, während in alle anderen

1) Auch mit der Annahme gleichförmiger Bremsung bringt die Ätherimpulstheorie die Dissymmetrie bereits auf ein Maximum. Der Fall gleichförmiger Bremsung ist physikalisch sehr wenig wahrscheinlich. Die Beschleunigung des Kathodenstrahlelektrons erfolgt in Wirklichkeit in der Weise, daß es in ein atomistisches elektromagnetisches Kraftfeld eindringt, daß beim Vordringen in diesem Feld die auf das Elektron ausgeübte Kraft und somit die Beschleunigung des Elektrons wächst, während seine Geschwindigkeit abnimmt. Das gebremste Elektron erfährt darum in Wirklichkeit bei kleineren Geschwindigkeiten größere Beschleunigungen als bei großen Geschwindigkeiten, bei jenen ist aber die Dissymmetrie in der Ausstrahlung kleiner als bei großen Geschwindigkeiten. Würde man also die Ätherimpulstheorie auf den physikalisch wahrscheinlichen Fall anwenden, daß die Beschleunigung des Kathodenstrahlelektrons bei abnehmender Geschwindigkeit während der Bremsung wächst, dann würde aus der Theorie auch aus diesem Grunde eine kleinere Dissymmetrie der Strahlung resultieren, als die von Herrn Sommerfeld mitgeteilten Kurven zeigen.

Digitized by Google

Emissionsrichtungen überhaupt keine Energie fließt. Werden darum alle in gleicher Richtung auf die Antikathode auftreffenden Kathodenstrahlelektronen schon im ersten Zusammenstoß so stark verzögert, daß sie in den weiteren Zusammenstößen keine durchdringende Röntgenstrahlung mehr zu emittieren vermögen, so stellt sich die nach der Lichtquantenhypothese mögliche maximale Dissymmetrie der Emission von Röntgenstrahlen ein: es geht, wie es die Fig. 1 meiner früheren Mitteilung zeigt, die ganze Röntgenstrahlintensität nach der Rückseite der Normalebene, überhaupt keine Intensität nach der Vorderseite. Diese nach der Lichtquantenhypothese mögliche maximale Dissymmetrie wird nun in der Wirklichkeit, selbst abgesehen von der Eigenstrahlung der Antikathode, um so weniger erreicht, je größer die Zahl und die Geschwindigkeit derjenigen Kathodenstrahlelektronen ist, welche durch den ersten Zusammenstoß nach der Vorderseite der Normalebene in der Antikathode reflektiert werden. Indem diese nach vorne reflektierten Kathodenstrahlelektronen in weiteren Zusammenstößen verzögert werden, können sie auch nach der Vorderseite der Normalebene Strahlungsquanten zur Emission bringen. Indes werden diese nach vorn emittierten Strahlungsquanten deswegen eine kleinere Frequenz besitzen und darum absorbierbarer sein als die nach der Rückseite emittierten Quanten, weil die Energie der nach vorn reflektierten Kathodenstrahlelektronen infolge des Energieverlustes beim ersten Zusammenstoß durchschnittlich kleiner ist als die Energie der einfallenden Kathodenstrahlelektronen, welche nach der Rückseite der Normalebene Strahlungsquanten emittierten. So erklärt sich nach der Lichtquantenhypothese die Dissymmetrie der Röntgenstrahlenemission hinsichtlich der Absorbierbarkeit. Was die Lage der Emissionsrichtung maximaler Intensität betrifft, so wird sie nach der Lichtquantenhypothese in erster Linie durch diejenige Richtung bestimmt, in welcher die Zahl der Beschleunigungen von Kathodenstrahlelektronen ein Maximum hat. Die Lage dieser Richtung hängt zweifellos ab von der Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen und vom Anodenmaterial; daß das Azimut der Richtung maximaler Intensität den kleinen Wert hat, den ich für eine Kohlenantikathode gefunden habe, ist mit der Lichtquantenhypothese verträglich; die Lage dieser Richtung in einem Spezialfall sagt weder zugunsten noch zuungunsten der Lichtquantenhypothese etwas aus. Dagegen spricht entschieden zugunsten dieser Hypothese die Tatsache, daß in einem Spezialfall die Intensität im Azimutfeld 20^0—30^0 nur wenig kleiner war als die Intensität im Azimutfeld 50^0—60^0 und viel weniger absorbierbar als die Intensität im Azimutfeld 150^0—160^0.

Eine weitere Tatsache, welche die Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen ebenfalls nicht erklären kann, ist die Erscheinung, daß Röntgenstrahlen bei ihrer Absorption selbst in sehr großen Abständen von der Antikathode negative Elektronen zur Emission bringen, deren kinetische Energie von der Ordnung der Energie der primären Kathodenstrahlen ist. Ich habe an früherer Stelle[1]) ausführlich dargelegt, daß dieses Phänomen nicht aus einer Superposition der Strahlung von vielen einzelnen Emissionszentren erklärt werden kann, daß vielmehr die Emission jedes einzelnen sekundären Kathodenstrahlelektrons ausschließlich durch die Strahlung von seiten eines einzelnen Elektrons in der Antikathode bewirkt wird. Es kommt also bei der Emission des sekundären Kathodenstrahlelektrons in einer Zeit von der Ordnung $\frac{\lambda}{c}$ (λ „Impulsbreite" der Röntgenstrahlung) die gesamte von einem einzelnen Elektron ausgestrahlte Energie zur Transformation in kinetische Energie des sekundären Kathodenstrahls selbst in sehr großen Abständen von der Antikathode. Dieses Phänomen ist im Prinzip die Realisation des Hauptinhalts der Lichtquantenhypothese, nämlich der Annahme, daß die Energie der elektromagnetischen Ausstrahlung eines einzelnen Elektrons unabhängig vom Abstand vom Emissionsort um ihren Schwerpunkt konzentriert bleibt. In meiner früheren Mitteilung (diese Zeitschr. **10**, 579, 1909) und in der letzten Mitteilung (diese Zeitschr. **10**, 902, 1909) habe ich diesem Phänomen eine entscheidende Bedeutung beigemessen zugunsten der Lichtquantenhypothese und zuungunsten der Ätherwellenhypothese, nach welcher die Strahlung eines einzelnen Elektrons nach allen Richtungen im Raum sich ausbreitet. Da die Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlung zu dem Inhalt der Ätherwellenhypothese führt, da nämlich nach ihr die Energiedichte der Strahlung eines einzelnen Elektrons in jeder Richtung umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes vom Emissionszentrum ist, so besitzt jenes Phänomen auch gegenüber der Ätherimpulstheorie die gleiche entscheidende Bedeutung wie gegenüber der Ätherwellenhypothese.

Zusammenfassung.

1. Die von Herrn Sommerfeld vertretene Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlung stimmt mit der Ätherwellenhypothese in der Aussage überein, daß von einem einzelnen beschleunigten

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 1909.

Digitized by Google

Elektron nach allen Richtungen im Raume Strahlung weggeht und daß in jeder Emissionsrichtung die Energiedichte der Strahlung umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes vom Emissionszentrum ist.

2. Die Ionisierungsmethode zur Vergleichung der Intensitäten von Röntgenstrahlen bietet gegenüber der photographischen Methode keinen Vorteil.

3. In den Beobachtungen von Kaye über dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen ist auf den Durchgang der Kathodenstrahlen durch die dünne Antikathode keine Rücksicht genommen.

4. Bei der theoretischen Verwertung der Beobachtungen Baßlers über die Abhängigkeit der prozentischen polarisierten Intensität vom Azimut ist darauf Rücksicht zu nehmen, daß diese Beobachtungen nicht frei sind von der Abhängigkeit der Absorption in der Glaswand und der Antikathode vom Azimut.

5. Das Azimut der Emissionsrichtung maximaler Intensität ist nach meinen Beobachtungen an einer Kohlenantikathode um mehr als $17^0 \pm 5^0$ kleiner, als die von Herrn Sommerfeld vertretene Theorie der Röntgenstrahlen zuläßt.

6. Nach meinen Beobachtungen an einer Kohlenantikathode ist die Intensität in dem Azimutfeld 20^0—30^0 nur wenig kleiner als im Azimutfeld 50^0—60^0 und viel weniger absorbierbar als die Intensität im Azimutfeld 150^0 bis 160^0. Diese Relation widerspricht der Ätherimpulstheorie.

7. Die in 5. und 6. charakterisierte große Dissymmetrie der Röntgenstrahlung einer Kohlenantikathode in bezug auf die Normalebene zu den erzeugenden Kathodenstrahlen ist nach der Lichtquantenhypothese möglich.

8. Das Phänomen der Emission schneller sekundärer Kathodenstrahlen durch Röntgenstrahlen ist nicht zu erklären nach der Ätherimpulstheorie, wohl aber nach der Lichtquantenhypothese.

Aachen, Physik. Institut der Techn. Hochschule, 23. Dezember 1909.

(Eingegangen 28. Dezember 1909.)

REFERATE.

Eine Wechselstrommaschine mit 100000 Perioden in der Sekunde.

Von O. Berg.

In dem Juli-Hefte des „Electrician" beschreibt E. F. W. Alexanderson eine Wechselstrommaschine, die zur direkten Erzeugung der Wellen für drahtlose Telegraphie geeignet ist. Die Maschine gehört dem Induktortyp an (Feldmagnete und Ankerwindungen feststehend, nach Art der Wechselstromsirene). Die induzierten Windungen liegen zickzackförmig in den radialen Nuten zweier eiserner Zahnkranzringe mit je 600 radialen Zähnen. (In jeder Zahnlücke liegt also nur je eine Windung.) Zwischen diesen beiden Zahnkränzen rotiert mit möglichst kleinem Luftzwischenraum eine Scheibe aus Chromnickelstahl, die beiderseitig mit 300 radialen Zähnen ausgerüstet ist. Die Zahnlücken sind hier des Luftwiderstandes wegen mit unmagnetischem Metall ausgefüllt. Die Feldwindungen sind so gelegt, daß das erregende Feld quer durch die Zahnkränze, überall der Achse parallel verläuft. Bei Rotation der Stahlscheibe werden durch deren Zähne in einem bestimmten Moment 300 Zähne der äußeren Zahnkränze miteinander magnetisch verbunden, im nächsten Moment die 300 dazwischenliegenden. Da die (600) Drahtwindungen in den äußeren Zahnkränzen zickzackförmig hin- und herlaufen, erfolgt also nach je $^1/_{600}$ Umdrehung der mittleren Stahlscheibe ein Stromwechsel in der Ankerwindung. Durch sehr sorgfältige mechanische Konstruktion wurde nun eine Tourenzahl von 20000 Umdrehungen in der Minute erreicht. Die Zahl der ganzen Perioden beträgt also 100000 in der Sekunde. Die Leistung ist etwa 2,1 Kilowatt. Die größte Leistung wird erzielt, wenn die Maschine mit einem Kondensator von gleicher Impedanz in Serie geschaltet wird. Während des Anlaufens der Maschine traten bei 1700 und 9000 Touren starke Achsenschwingungen auf, die durch besondere Hilfslager unschädlich gemacht wurden. Die Achse ist elastisch. Bei höheren Tourenzahlen läuft die Maschine auffallend ruhig.

(Eingegangen 1. Dezember 1909.)

Digitized by Google

BESPRECHUNGEN.

D. Vorländer und H. Hauswaldt, Achsenbilder flüssiger Kristalle. Aus den Abhandlungen der Kaiserl. Leop. Carol. Deutschen Akademie der Naturforscher, Bd. 90, No. 2. Mit 19 Tafeln. Leipzig, Wilh. Engelmann. 1909. M. 9.—

Den wesentlichen Inhalt der vorliegenden Arbeit, die außer einem kurzen Text auf 19 Tafeln 80 prachtvoll ausgeführte Reproduktionen von photographischen Aufnahmen enthält, resümieren die Verfasser mit folgenden Worten:

1. „Die flüssigen Kristalle sind in ihren Grundformen einachsig und geben im konvergenten polarisierten Lichte Interferenzfiguren, welche mit den Achsenbildern einachsiger fester Kristalle übereinstimmen".

„2. Einachsige flüssige Kristalle lassen sich winkelförmig knicken unter Bildung von einachsigen Doppelkristallen, welche mit festen Zwillingsplatten identisch sind".

„3. Die Größe des Knickwinkels konnte annähernd ermittelt werden".

Die Veröffentlichung dieser schönen Schrift ist darum mit besonderer Freude zu begrüßen, weil das in ihr enthaltene Anschauungsmaterial auch denjenigen, die die flüssigen Kristalle experimentell nicht näher studiert haben, ein gewisses Urteil in der Frage ermöglicht, ob und inwieweit die „flüssigen Kristalle" als wirkliche Kristallgebilde aufzufassen sind.

Werner Mecklenburg.

J. Classen, Vorlesungen über moderne Naturphilosophen (Du Bois-Reymond, F. A. Lange, Haeckel, Ostwald, Mach, Helmholtz, Boltzmann, Poincaré und Kant). 8. 180 S. Hamburg, C. Boysen. 1908. M. 3.50, gebunden M. 4.50

Die Vorlesungen, die im Winter 1907/08 in Hamburg gehalten wurden, behandeln den wissenschaftlichen Materialismus (Du Bois-Reymond und Lange), den Monismus Haeckels, die Energetik Ostwalds, den Empirismus Machs und die im engeren Anschluß an die moderne Physik entstandenen Anschauungen (Kirchhoff, Helmholtz, Hertz, Boltzmann, Poincaré). Verf. nimmt der Philosophie gegenüber einen etwas skeptischen Standpunkt ein: „Rein philosophische Gedankenrichtungen lösen sich ab wie die Launen der Mode" (S. 34); seine Absicht ist, zu zeigen, „daß man über viele dieser Dinge verschiedener Ansicht sein und bleiben kann, ganz seiner individuellen Anlage nach" (S. 5, 6). Dieser Standpunkt ermöglicht eine recht objektive Würdigung der einzelnen Systeme, ohne eine manchmal erfrischende Kritik auszuschließen. So werden Haeckels naturphilosopische Schriften nicht unzutreffend als die populäre Darstellung eines Systems bezeichnet, das niemals wissenschaftlich entwickelt worden ist. Den Wert eines naturphilosophischen Systems beurteilt der Verf. — angeblich — lediglich nach seinen naturwissenschaftlichen Konsequenzen. „Die Zulässigkeit einer solchen Weltanschauung hängt ganz davon ab, ob sie mit den Ergebnissen der Naturwissenschaft übereinstimmt, ob sie dieselben fördert oder hemmt" (S. 107). Unter diesem Gesichtspunkt werden die einzelnen philosophischen Systeme kritisch betrachtet.

Die Auseinandersetzung mit Mach wird besonderes Interesse beanspruchen. Es wird ausgeführt, daß die Auflösung der Welt in Empfindungselemente Unterschiede verschwinden läßt, die nicht verwischt werden dürfen. So läßt das Machsche System eine strenge Trennung zwischen biologischer und anorganischer Forschung nicht zu, deren Unterschied der Verf. in einer der Vorlesungen festzustellen sucht.

Die letzte Vorlesung ist allgemeinen Betrachtungen über die Aufgabe der Philosophie gewidmet und geht auch auf die Bedeutung Kants für die moderne Naturphilosophie ein, allerdings ohne die hier vorhandenen Beziehungen im einzelnen zu verfolgen. Leider findet sich auch (S. 162) die ominöse Identifizierung von „apriorischen" und „uns angeborenen" Erkenntnissen.

Berg.

E. E. Fournier d'Albe, Zwei neue Welten. Deutsch von M. Iklé. 8. 197 S. mit Fig. u. 1 Tafel. Leipzig, J. A. Barth. 1909.

Der Verfasser dieses hier in guter Übersetznng vorliegenden Buches hat sich eine Infra-Welt und eine Supra-Welt erschlossen; er betrachtet einmal die Elektronen als Planeten in dem Planetensystem „Molekül", das andere Mal die Fixsterne als Moleküle, deren Elektronen nichts anderes sind als unsere Planeten. Die Bewohner dieser Welten verwenden Längen- und Zeiteinheiten, die sich von unseren um hohe Zehnerpotenzen unterscheiden; 10^{22} spielt eine große Rolle. Die Lichtgeschwindigkeit ist in allen Welten die gleiche. Die neuesten Ergebnisse der Elektronen- und Astrophysik werden herangezogen, um zu schildern, was der Infra-Astronom und der Supra-Physiker beobachtet. Die Meinung des Verf. über seine Untersuchungen geht dahin, „daß sie eine Revision bisher gültiger Anschauungen in den Bezirken der Naturwissenschaften und der Philosophie erforderlich machen, welche es mit dem unendlich Großen und dem unendlich Kleinen ... zu tun haben". Der Verf. wird gewiß manchem mit seinem Büchlein Freude machen; hier aber nimmt er sich zu ernst.

Berg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin der Astronom des Reichsmarineamts Professor E. Kohlschütter für Astronomie, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr.-Ing. W. Steinkopf für Chemie.

Verliehen: Dem Abteilungsvorsteher am Geodätischen Institut Potsdam Professor Dr. A. Börsch der Titel Geheimer Regierungsrat, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Straßburg Dr. Adolf Kreutz und dem Privatdozenten für Astronomie Karl Wilhelm Wirtz ebenda, sowie dem Chemiker der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen Dr. K. Müller der Titel Professor.

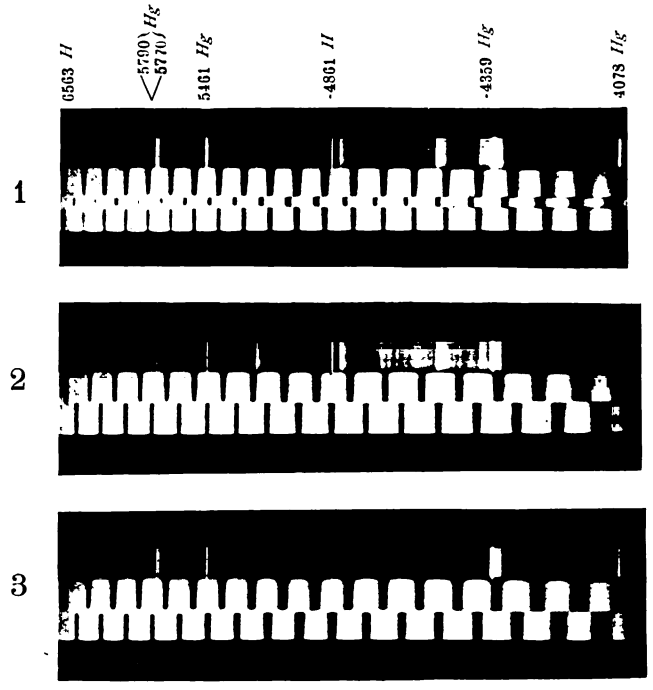
Ernannt: Der Professor der organischen Chemie an der Universität Nancy Dr. E. Blaise in gleicher Eigenschaft an der Universität Paris als Nachfolger von Bouveault, der Professor der organischen Chemie an der Universität Lyon Victor Grignard in gleicher Eigenschaft an der Universität Nancy, der erste Assistent der Universitätssternwarte in Straßburg Dr. E. Jost zum Observator an der Sternwarte in Königsberg, der o. Professor der Physik der Erde an der Universität Wien Dr. Wilhelm Trabert zum Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik (im Nebenamte) ebenda.

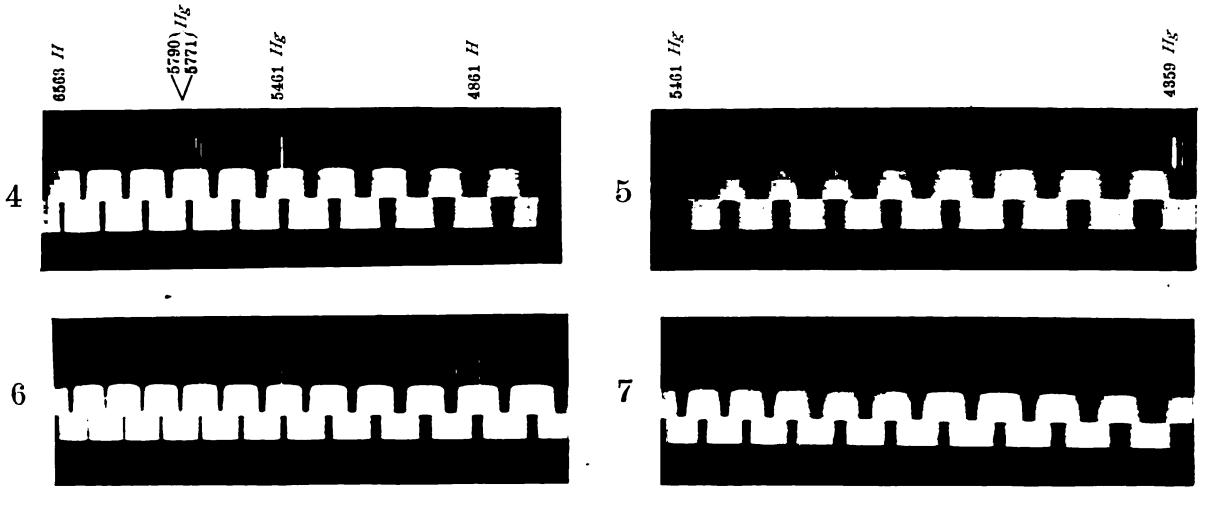
Auszeichnungen: Der frühere Direktor des chemischen Instituts der Universität Breslau Geh. Regierungsrat Dr. A. Ladenburg wurde zum korrespondierenden Mitglied der Akademie der Wissenschaften in Paris gewählt.

Gestorben: Der deutsche Chemiker Dr. Ludwig Mond in London.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google





P. Zeeman, Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation magnetisch zerlegter Linien. Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Digitized by Google

Digitized by Google

P5852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

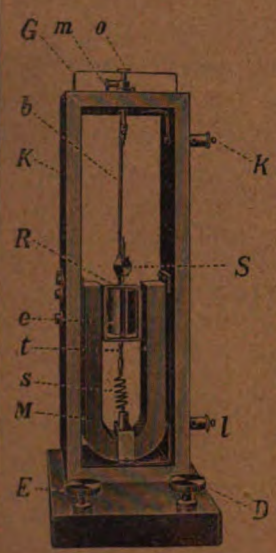
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 2. 15. Januar 1910. No. 312. 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Bis jetzt sind vier derartige Instrumente ausgearbeitet worden, nämlich:

Drehspulen-Spiegelgalvanometer (Sieh. Fig.) **M. 60.—**
Ablesefernrohr mit Skala . . . . . M. 40.—
Gleitdraht . . . . . M. 20.—
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm . . . . . M. 32.—

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig, betreffend: Fricks Physikalische Technik
und einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von B. G. Teubner in Leipzig, betreffend: Brill, Vorlesungen zur Einführung in die Mechanik raumerfüllender Massen.

Digitized by Google

REGISTER:

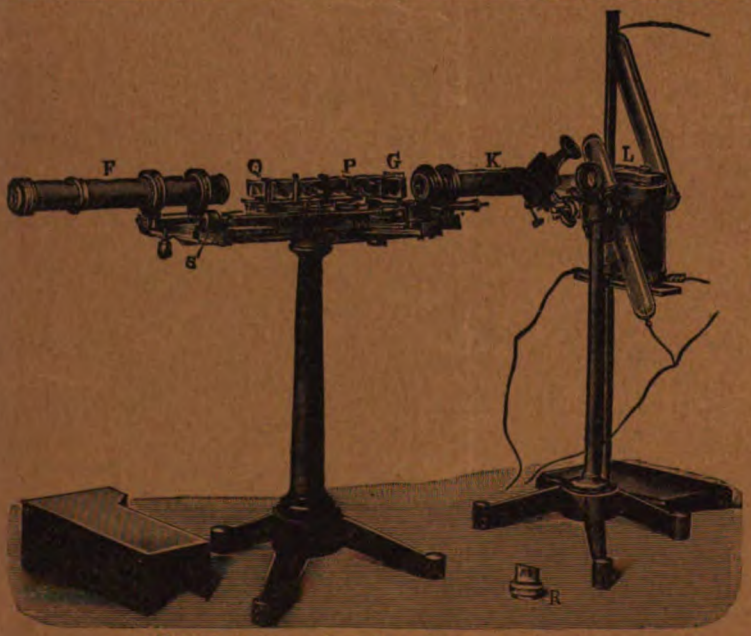
(B. = Besprechung.)

Seite

Affine Transformation: Ein photographisches Verfahren zur — bei beliebigem Vergrößerungs- und Verzerrungsverhältnis, v. A. Schmidt 50
Analytische Berechnung der Konzentration der dampfförmigen Phase binärer Flüssigkeitsgemische, v. R. Plank 49
Aubel, E. Van, Über die Bildung von Ozon unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes 53
Binäre Flüssigkeitsgemische: Analytische Berechnung der Konzentration der dampfförmigen Phase —, v. R. Plank 49
Brechung: Regelmäßige Folgen unregelmäßiger — in der Sonne, v. W. H. Julius 56
Broglie, M. de, Untersuchung über die gasförmigen Suspensionen 33
Chromosphäre: Über den Ursprung des Lichtes der —, v. W. H. Julius 70
Dampfförmige Phase: Analytische Berechnung der Konzentration der — binärer Flüssigkeitsgemische, v. R. Plank 49
Drehspul-Zeigergalvanometer: Ein neues —, v. M. Mohs 55
Elektrodenloser Ringstrom: Über die Erscheinungsbedingungen des —, v. K. Fischer 39
Erscheinungsbedingungen: Über die — des elektrodenlosen Ringstromes, v. K. Fischer 39
Fischer, K., Über die Erscheinungsbedingungen des elektrodenlosen Ringstromes 39
Flüssige Kristalle: Die Selbstreinigung —, v. O. Lehmann 44
Flüssigkeitsgemische: Analytische Berechnung der Konzentration der dampfförmigen Phase binärer —, v. R. Plank 49
Gasförmige Suspensionen: Untersuchung über die —, v. M. de Broglie 33
Julius, W. H., Regelmäßige Folgen unregelmäßiger Brechung in der Sonne 56
— Über den Ursprung des Lichtes der Chromosphäre 70
Konzentration: Analytische Berechnung der — der dampfförmigen Phase binärer Flüssigkeitsgemische, v. R. Plank 49
Kristalle: Die Selbstreinigung flüssiger —, v. O. Lehmann 44

Seite

Lehmann, O., Die Selbstreinigung flüssiger Kristalle . 44
Licht: Über den Ursprung des — der Chromosphäre, v. W. H. Julius 70
Manville, O., Neuere physikalischen Entdeckungen. (B.) 72
Mohs, M., Ein neues Drehspul-Zeigergalvanometer . . 55
Ozon: Über die Bildung von — unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes, v. E. Van Aubel . . . 53
Phase: Analytische Berechnung der Konzentration der dampfförmigen — binärer Flüssigkeitsgemische, v. R. Plank 49
Photographisches Verfahren: Ein — zur affinen Transformation bei beliebigem Vergrößerungs- und Verzerrungsverhältnis, v. A. Schmidt 50
Physikalische Entdeckungen: Neuere —, v. O. Manville. (B.) 72
Plank, R., Analytische Berechnung der Konzentration der dampfförmigen Phase binärer Flüssigkeitsgemische 49
Radioaktivitäts-Laboratorium: Berichte des — der Universität Madrid. I. (B.) 72
Ringstrom: Über die Erscheinungsbedingungen des elektrodenlosen —, v. K. Fischer 39
Schmidt, A., Ein photographisches Verfahren zur affinen Transformation bei beliebigem Vergrößerungs- und Verzerrungsverhältnis 50
Sonne: Regelmäßige Folgen unregelmäßiger Brechung in der —, v. W. H. Julius 56
Suspensionen: Untersuchung über die gasförmigen —, v. M. de Broglie 33
Transformation: Ein photographisches Verfahren zur affinen — bei beliebigem Vergrößerungs- und Verzerrungsverhältnis, v. A. Schmidt 50
Ultraviolettes Licht: Über die Bildung von Ozon unter der Einwirkung des —, v. E. Van Aubel 53
Vergrößerungsverhältnis: Ein photographisches Verfahren zur affinen Transformation bei beliebigem — und Verzerrungsverhältnis, v. A. Schmidt 50
Verzerrungsverhältnis: Ein photographisches Verfahren zur affinen Transformation bei beliebigem Vergrößerungs- und —, v. A. Schmidt 50
Zeigergalvanometer: Ein neues Drehspul- —, v. M. Mohs 55



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Franz Schmidt & Haensch,

Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 16.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1910. Redaktionsschluß für No. 3 am 24. Januar 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

M. de Broglie, Untersuchung über die gasförmigen Suspensionen. S. 33.
K. Fischer, Über die Erscheinungsbedingungen des elektrodenlosen Ringstromes. S. 39.
O. Lehmann, Die Selbstreinigung flüssiger Kristalle. S. 44.
R. Plank, Analytische Berechnung der Konzentration der dampfförmigen Phase binärer Flüssigkeitsgemische. S. 49.
A. Schmidt, Ein photographisches Verfahren zur affinen Transformation bei beliebigem Vergrößerungs- und Verzerrungsverhältnis. S. 50.
E. Van Aubel, Über die Bildung von Ozon unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes. S. 53.
M. Mohs, Ein neues Drehspul-Zeigergalvanometer. S. 55.
W. H. Julius, Regelmäßige Folgen unregelmäßiger Brechung in der Sonne. S. 56.
W. H. Julius, Über den Ursprung des Lichtes der Chromosphäre. S. 70.

Besprechungen:

O. Manville, Neuere physikalische Entdeckungen. S. 72.
Bericht des Radioaktivitäts-Laboratoriums der Universität Madrid. I. S. 72.

Personalien. S. 72.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Untersuchung über die gasförmigen Suspensionen. (Etude sur les suspensions gazeuses)

Von Maurice de Broglie.

Wenn wir zusehen, wie die Stäubchen in einem Sonnenstrahl tanzen, so ist das weiter nichts, als daß wir die ultramikroskopische Methode mit seitlicher Beleuchtung auf die in der Luft in Suspension befindlichen Teilchen anwenden. Es ist bekannt, welche Fortschritte unsere Kenntnisse über die kolloidalen Lösungen dank diesem Beobachtungsverfahren gemacht haben, seit Zsigmondy, Cotton und Mouton und andere Forscher Anordnungen ersonnen haben, die dessen bequeme Anwendung gestatten.

Das unter dem Titel „Les ultramicroscopes" erschienene Werk der Herren Cotton und Mouton enthält zahlreiche Einzelheiten über die Beobachtung in flüssigen Medien. Hier sei einfach daran erinnert, daß man in diesem letzteren Falle durch Wägungen zu Schätzungen über die Dicke der Körnchen gelangt ist, die sich zwischen 3 $\mu\mu$ und 100 $\mu\mu$ bewegen, um nur von den ultramikroskopischen Suspensionen zu reden.

Wir wollen hier den Fall betrachten, daß das umgebende Medium ein Gas ist. Wir werden weiterhin sehen, welche Verschiedenheiten dieser Fall gegenüber dem Falle flüssiger Medien von dem uns interessierenden Gesichtspunkte aus bietet.

Puccianti und Vigezzi[1]) und später Zsigmondy[2]) haben gewisse Raucharten beobachtet. Im Tabaksrauch erhält man beispielsweise einen Lichtkegel, der sich bei schwacher Vergrößerung in eine sehr große Anzahl glänzender Punkte auflöst, deren allgemeines Verhalten die genannten Forscher beschrieben haben.

1) Puccianti e Vigezzi, Archivio di Fisiologia, 1904
2) Zsigmondy, Zur Erkenntnis der Kolloide, 1905.

Beobachtungsverfahren.

Schon das Vorhandensein eines sichtbaren Strahlenbündels deutet auf die Gegenwart suspendierter Teilchen hin und liefert vielleicht das empfindlichste Verfahren zu ihrem Nachweis. Bei Flüssigkeiten ist die Methode des zerstreuten Strahlenbündels empfindlicher als die ultramikroskopische Beobachtung; sie läßt die diskontinuierliche Natur des Mediums erkennen, wenn dieses zu wenig Körnchen enthält, als daß man sie leicht sehen könnte, oder wenn diese Körnchen einen Durchmesser haben, der zu gering ist (kleiner als 10 $\mu\mu$), als daß ihre Gesamtheit bei der stärksten zur Verwendung gelangenden Beleuchtung aufgelöst würde. Aus diesem Gedankengange heraus habe ich einen sehr einfachen Apparat hergestellt, der das Strahlenbündel eines Lichtbogens in einer von dem zu untersuchenden Gase durchströmten Röhre zu beobachten gestattet. Fig. 1 zeigt die Anordnung des Apparates. Diaphragmen ermöglichen im Verein mit dem Mattlack an der Innenwandung, die diffusen Reflexionen an den Wänden nach Möglichkeit zu vermeiden und auf schwarzem Hintergrunde zu beobachten. Dieses Verfahren gestattet, schon

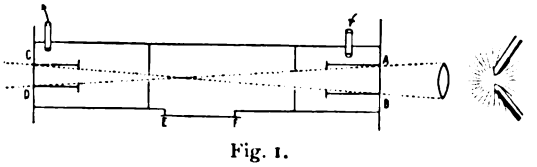


Fig. 1.

ohne Mikroskop, das Auftreten des Strahlenbündels zu verfolgen, es zu untersuchen und sich auf Grund der mehr oder minder blauen

Digitized by Google

Färbung, die es annimmt, eine Vorstellung von der Stärke der Körnchen zu machen. Wenn man beispielsweise Gas beobachtet, das durch eine Flüssigkeit hindurch geperlt ist, so sieht man, wie das Strahlenbündel, das bei destilliertem Wasser blau und schwach ist, bei konzentrierteren Lösungen weiß und intensiv wird.

Die ultramikroskopische Anordnung.

Die ultramikroskopische Anordnung besteht einfach in der Hinzufügung eines Mikroskops, das senkrecht gegen das Strahlenbündel gerichtet und auf dieses eingestellt ist (siehe Fig. 2). Das Gas, welches den Rauch enthält, ist dann in einem kleinen Glastrog mit ebenen Wänden enthalten.

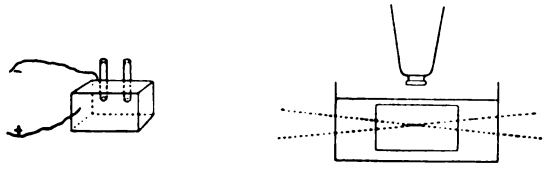


Fig. 2.

Ich habe den Apparat dadurch vervollständigt, daß ich zu diesem Trog zwei einander gegenüberstehende Metallplatten hinzugefügt habe, zwischen denen man ein elektrostatisches Feld erregen kann[1]). Die ganze Vorrichtung wird in ein Bad von Vaselinöl eingetaucht, um in hinreichendem Maße die Störungen zu vermeiden, die durch die thermischen Konvektionsströme hervorgerufen werden[2]).

Der Glastrog kann folgende Abmessungen haben: eine Länge von einigen Zentimetern und einen quadratischen Querschnitt von 1 bis 2 Zentimetern Seitenlänge.

Für Versuche über die Ionen mit schwacher Beweglichkeit eignet sich ein Feld von 100 Volt/cm sowie eine 20- bis 50fache lineare Vergrößerung. Das Lichtbündel muß zugleich intensiv und schmal sein. Wenn der Trog beispielsweise mit Tabakrauch gefüllt ist, so beobachtet man deutlich folgende Vorgänge:

Die Teilchen sind in Gestalt kleiner heller weißer Punkte sichtbar, die mit lebhafter Brownscher Bewegung begabt sind, und das Ganze bleibt unbeweglich, wenn die Bedingungen des thermischen Gleichgewichts verwirklicht sind, was sich leicht erreichen läßt.

Wenn man nun das Feld erregt, so sieht man einen Teil der Körnchen in der Feldrichtung, einen anderen Teil in entgegengesetzter Richtung wandern, während ein dritter Teil sich nicht fortbewegt. Das sind die positiven und die negativen großen Ionen und die neutralen Zentren.

Das Anlegen des Feldes hat die Wirkung, daß nach Verlauf kurzer Zeit die geladenen Zentren verschwinden, welche die Elektronenwände erreichen und dort haften bleiben. Man sieht in der Tat, daß nach einigen Minuten die ruhenden Teilchen die sind, die nicht dem Felde unterliegen.

Eine ganze Reihe interessanter Betrachtungen ergibt sich aus diesem Beobachtungsverfahren: Beispielsweise kann man die Beweglichkeit dadurch ohne weiteres messen, daß man die Zeit bestimmt, welche die Ionen brauchen, um im Gesichtsfelde des Mikroskops eine bekannte lineare Strecke zu durchlaufen; bei der Größenordnung der Erscheinungen ist diese Messung sehr wohl möglich.

Man kann die Verteilung der Zentren in der Nachbarschaft der Elektroden verfolgen, sowie die Fronten der Ionen, die sich in demselben Sinne vorwärts bewegen; man kann das Feld wechseln lassen und die Bahnen und die Oszillation der Zentren verfolgen; man kann endlich unmittelbar die Ursachen untersuchen, welche imstande sind, die suspendierten Teilchen zu laden (Radium, ultraviolettes Licht, Reibung usw.).

Wir werden weiter unten sehen, welche Anwendungen ich von der Anordnung habe machen können, um die Ladung der einzelnen Körnchen zu messen sowie um die Wirkungen des Radiums festzustellen. Hier sei nur soviel erwähnt: Wenn man daran denkt, daß man die elektrischen Eigenschaften der Gase, die sichtbare geladene Teilchen enthalten, aus denen der Gase ableiten kann, die den Röntgenstrahlen ausgesetzt sind, indem man einfach für die Träger der Ladung eine geringere Beweglichkeit voraussetzt, so kann man nicht umhin, darin einen indirekten, aber schlagenden Beweis zugunsten eben der Theorie zu erblicken, welche das Leitvermögen der Gase im allgemeinen auf Ionen von beiderlei Vorzeichen zurückführt, von denen jedes einzelne geladen ist, und die in ihrer Gesamtheit den Gesetzen der Elektrostatik gehorchen.

Wirkungen auf die Teilchen.

Wir wollen nun die verschiedenen Kräfte untersuchen, denen die in einem Gase suspendierten Teilchen unterworfen sein können.

1. Schwere. — Da ist zu allererst die Schwere. Die Kraft, welche hier auf ein als kugelförmig angenommenes Teilchen mit dem Halbmesser a wirkt, läßt sich darstellen durch

$$f = \frac{4}{3}\pi a^3 g (d - d'),$$

1) C. R. **146**, 1010, 1908.

2) Diese Vorsichtsmaßregel ist übrigens nicht unerläßlich.

Digitized by Google

wo d und d' die Dichten der Körnchen und des Mediums sind. Die Stokessche Formel, deren Gültigkeit heutzutage selbst für ganz kleine Halbmesser festzustehen scheint[1]), verbindet die an solch kleinen in einem Gase mit der inneren Reibung σ suspendierten Kugeln angreifende Kraft F mit der daraus sich ergebenden konstanten Geschwindigkeit v durch den Ausdruck

$$F = 6\pi\sigma a v.$$

Dieser Ausdruck nimmt im vorliegenden Falle die Form

$$v = \frac{2}{9}\frac{a^2 d g}{\sigma}$$

an, wenn man die Dichte des Gases vernachlässigt.

Der Fehler, den man dadurch begeht, daß man die Teilchen als kugelförmig annimmt, wird durch den Umstand herabgemindert, daß die Brownschen Bewegungen unaufhörlich ihre Richtung wechseln und dadurch auf die Ausschaltung der Dissymmetrien hinarbeiten.

Um eine bestimmte Vorstellung zu geben, teile ich hier in der Tabelle I die Werte von v für einige Werte von a mit; dabei ist

$$d = 1$$

und $\sigma = 2 \times 10^{-4}$

angenommen worden.

Tabelle I.

a	v in cm/sec	Fallzeit für 1 cm
$10\,\mu = 10^{-3}$ cm	1,09	0.9 Sek.
$\mu = 10^{-4}$ cm	$1{,}09 \times 10^{-2}$	90 Sek.
$100\,\mu\mu = 10^{-5}$ cm	$1{,}09 \times 10^{-4}$	2 Std. 30 Min.
$10\,\mu\mu = 10^{-6}$ cm	$1{,}09 \times 10^{-6}$	mehr als 10 Tage

Von 100 $\mu\mu$ abwärts ist die Fallgeschwindigkeit winzig klein und bildet nur noch eine nebensächliche Ursache für die Vertikalverschiebung der Zentren.

2. Elektrisches Feld. — Die Teilchen können eine elektrische Ladung ε tragen; in diesem Falle unterliegen sie von seiten eines Feldes H einer Kraft von der Intensität $H\varepsilon$. Die Geschwindigkeit, welche die Ionen dann annehmen, ist nichts anderes als das Produkt aus ihrer Beweglichkeit K und dem numerischen Werte der Feldstärke H; sie wird gleichfalls durch die Stokessche Formel gegeben sein, die in diesem Falle die Gestalt

$$v = \frac{H\varepsilon}{6\pi a\sigma} = KH,$$

$$K = \frac{\varepsilon}{6\pi a\sigma}$$

annimmt.

Ich gebe in der nachstehenden Tabelle II für einige Werte von a die berechneten Werte für die Beweglichkeiten an.

Tabelle II.

a	K für $H = 1$ elektrostat. CGS-Einh./cm	K für $H = 1$ Volt/cm
$10\,\mu$	$1{,}06 \cdot 10^{-4}$	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$
μ	$1{,}06 \cdot 10^{-3}$	$3{,}5 \cdot 10^{-6}$
$100\,\mu\mu$	$1{,}06 \cdot 10^{-2}$	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$
$10\,\mu\mu$	$1{,}06 \cdot 10^{-1}$	$4{,}5 \cdot 10^{-5}$

Es ist klar, daß die Stokessche Formel ihre Anwendbarkeit verlieren muß, wenn die Teilchen den Abmessungen der Moleküle zu nahe kommen, und daß wir nicht versuchen dürfen, die Rechnung bis auf die kleinen Ionen auszudehnen, deren Beweglichkeit bekanntlich den Wert von 1,5 cm/sec in einem Felde von 1 Volt/cm erreicht.

Wenn das Feld ein Wechselfeld ist, so reduziert sich seine Wirkung auf eine Pendelbewegung von derselben Periode.

Wir werden weiter unten sehen, wie man erkennt, ob ein Teilchen eine einfache oder eine mehrfache Atomladung besitzt.

3. Molekularbewegung, Brownsche Bewegung und Diffusion. — Die suspendierten Teilchen unterliegen nicht nur der Schwere und der etwaigen Einwirkung eines elektrischen Feldes, sondern sie erleiden auch beständig seitens der Moleküle des Gases Stöße; diese heben sich auf, wenn ihre Anzahl in der Sekunde sehr groß ist, das heißt, wenn die Größe des Teilchens sehr beträchtlich ist.

Wenn diese Bedingung aufhört, erfüllt zu sein, so kann der Ausgleich zwischen den empfangenen Stößen nicht mehr erfolgen, und man beobachtet dann eine unaufhörliche unruhige Bewegung. Diese Erscheinung ist bekanntlich von Brown in flüssigen Suspensionen entdeckt worden; sie ist dann von Gouy untersucht worden. Gouy hat auf ihre volle Bedeutung hingewiesen und dargetan, daß man ihren Ursprung nicht auf äußere mechanische oder thermische Ursachen zurückführen darf; er hat dann die Vermutung ausgesprochen, daß man in ihr die Wirkung der Eigenbewegung der Moleküle erblicken müsse.

Die neueren Fortschritte der Molekulartheorie haben das Interesse an diesen Beobachtungen neu belebt. Man kann auf Grund kinetischer Betrachtungen die Amplitude der Brownschen Verschiebungen vorausbestimmen. Einstein hat tatsächlich eine quantitative Bestätigung der Theorie ermöglicht; er hat nämlich eine Formel angegeben, die uns vorauszusagen gestattet, wie groß nach einer gegebenen Zeit t das mittlere Quadrat $\overline{\Delta_x^2}$ der Verschiebung Δ_x eines kugelförmigen Teilchens in einer gegebenen Rich-

1) Perrin, C. R. **147**, 475, 1908.

Digitized by Google

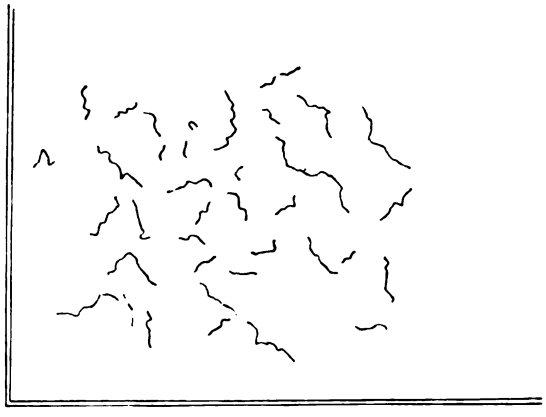
tung x infolge der Brownschen Bewegung sein wird, und zwar als Funktion des Halbmessers a des Teilchens, des Koeffizienten σ der inneren Reibung des Mediums und der absoluten Temperatur T. Diese Formel lautet:

$$\overline{\Delta_x^2} = \frac{RT}{N} \frac{1}{3\pi\sigma a} \cdot t.$$

Hier ist R die Gaskonstante für ideale Gase, bezogen auf ein Grammolekül, und N die zugehörige Anzahl der Moleküle.

Während Einstein seine Formel auf Grund eines indirekten Verfahrens aufgestellt hat, hat V. Smoluchowski, von einer anderen Überlegung ausgehend, einen Ausdruck erhalten, der sich von dem erstgenannten durch den Faktor $\frac{64}{27}$ unterscheidet. Kürzlich hat dann Langevin[1]) auf Grund einer einfachen Beweisführung eine Formel aufgestellt, die mit der Einsteinschen identisch ist. Langevin stützt sich dabei nur auf zwei Grundlagen, die heutzutage als nahezu unzweifelhaft anzusehen sind, nämlich auf die Stokessche Formel und auf das Theorem der gleichmäßigen Verteilung der kinetischen Energie auf die Freiheitsgrade eines in thermischem Gleichgewichte befindlichen Systems.

Ehrenhaft[2]) hat aus Schätzungen mittels des Okularmikrometers Zahlenwerte erhalten, die er mit der Formel von Smoluchowski in Einklang gebracht hat. Ich habe eine festere Grundlage für die Messung dadurch zu erhalten gesucht, daß ich die in Bewegung begriffenen Teilchen zu photographieren versuchte. Bekanntlich ist es V. Henri gelungen, die Bewegungen gewisser Kolloide zu photographieren, die genügend groß waren, um in direktem Lichte sichtbar zu sein. Bei den Gasen kann man das Verfahren nicht mehr anwenden, und zwar wegen der Notwendigkeit seitlicher Beleuchtung und wegen des daraus folgenden Lichtmangels. Es ist uns glücklicherweise nach sehr langen Versuchen gelungen, die direkte Aufzeichnung der Bahnen der Brownschen Bewegung auf einer photographischen Platte zu erhalten; man braucht zu diesem Zwecke nur das Okular des Mikroskops in der Anordnung der Fig. 2 durch eine Kamera mit einer hochempfindlichen Platte (Lumière, violettes Etikett) zu ersetzen. Dieses Verfahren bietet den Vorteil, bei einer Expositionsdauer von 3 bis 4 Sekunden auf einmal die gesamte Bahn zu liefern. Diese Bahnen zeigen sich in Gestalt feiner gewundener Linien, die dort, wo die Bewegung langsamer geworden ist oder ihren Richtungssinn verändert hat, einen stärkeren Eindruck zeigen. Fig. 3 ist die schematisch gezeichnete Wiedergabe einer Aufnahme von Teilchen, deren mittlerer Halbmesser 5×10^{-6} cm beträgt. Wie man sieht, bestehen die Bahnen



Schema

Fig. 3.

im allgemeinen aus einem ununterbrochenen Linienzuge; da wir uns an der Grenze der Empfindlichkeit der Platte befinden, so sagt dies aus, daß die Geschwindigkeit niemals weit über ihren Mittelwert hinausgeht.

Wenn eine Bewegung des Ganzen vorliegt, so liefert das Mittel aus den Projektionen der Bahnen auf eine beliebige Achse eine Komponente nach dieser Achse, und man kann dann, wenn man diese von jeder Einzelprojektion abzieht, die von der Brownschen Bewegung allein herrührende Komponente erhalten.

Diffusion. — Wenn die suspendierten Zentren in dem Gase nicht gleichmäßig verteilt sind, so werden wir sie als große Moleküle eines fremden Gases betrachten und auf sie den Begriff der Diffusion zweier Gase ineinander anwenden können. Die Theorie der Diffusion führt bekanntlich zur Definition eines Koeffizienten, dessen theoretischer Ausdruck

$$D = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{6\pi\sigma a}$$

lautet. Die Ähnlichkeit zwischen dieser Formel und der Einsteinschen wird erklärlich, wenn wir bedenken, daß ja gerade der Stoß der Moleküle die Diffusion wie die Brownsche Bewegung hervorruft, und daß sogar die eine die Folge der anderen ist.

Infolge der Adhäsion, welche die Teilchen in der Nähe der festen Oberflächen zurückhält, wird das Gas in der Nähe der Wände ärmer an Teilchen; die Diffusion sucht dann die Homogenität herzustellen, und infolge dieses Mechanismus werden nach und nach sämtliche Teilchen abgesetzt. Mit welcher Geschwindigkeit wird dieses Verschwinden erfolgen? Führt

1) C. R. **147**, 530, 1908.
2) Wien. Ber. 1907.

Digitized by Google

man die Rechnung für eine Suspension durch, die von einer Kugelfläche mit dem Halbmesser r begrenzt wird und zu Anfang in der Volumeneinheit N_0 Zentren in gleichförmiger Verteilung enthält, so gelangt man zu der Formel:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{6}{\pi^2} e^{\frac{\pi^2 D t}{r^2}};$$

in dieser Formel ist N die Gesamtzahl der nach Ablauf der Zeit t suspendierten Zentren, D ist der Diffusionskoeffizient. Durch ihn wird $\frac{N}{N_0}$ eine Funktion von a. Die folgende Tabelle III gibt für verschiedene Werte des Halbmessers a der in einer Kugel von 1 cm Halbmesser enthaltenen Teilchen die Zeit t an, nach deren Ablauf die Anzahl der Teilchen auf ein Viertel des Anfangswertes abgenommen haben würde.

Tabelle III.

a	t in Sekunden
μ	10^6 (= ∾ 10 Tage)
100 $\mu\mu$	10^5 (= ∾ 1 Tag)
10 $\mu\mu$	10^4 (= ∾ $2^3/_4$ Std.)

Diese Zeiten sind zu lang, als daß man das Gas während ihrer Dauer als vollkommen unbeweglich annehmen könnte. Die Ablagerung an den Wänden wird durch jegliche Bewegung des Gases, durch die Schwere und durch die elektrischen Einwirkungen befördert und wird daher viel rascher erfolgen.

Ich habe versucht, den Diffusionskoeffizienten zu bestimmen, zu dem man nach einer Methode gelangen kann, die sich von der Methode herleitet, die Townsend für die kleinen Ionen angewandt hat. Man vergleicht die Leitfähigkeiten vor und nach dem Durchgang durch einen Diffusionsapparat, der von 250 Kapillarröhren von 50 cm Länge besteht. Die Zahlenwerte, zu denen man dabei gelangt, können nicht als wahres Maß angesehen werden, weil die Methode zu wenig empfindlich ist, wenn die zu messende Zahl klein ist (D ist kleiner als $^1/_{100\,000}$). Nichtsdestoweniger läßt sich feststellen, daß der Diffusionskoeffizient annähernd proportional der Beweglichkeit ist.

Was nun die Wiedervereinigungen zwischen den Zentren mit Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens angeht, so ist leicht ersichtlich, daß selbst dann, wenn man eine sehr viel größere Ladung voraussetzt als die Ladung des Atomes, sie nur die Folge des Zufalls sein können, etwa der Zusammenstöße der neutralen Teilchen, denn die bei den mittleren Entfernungen der Körnchen auftretenden Anziehungskräfte sind äußerst schwach.

Halbmesser und Ladung der Teilchen.

Messung des Halbmessers der Teilchen. — Den Halbmesser der Teilchen könnte man mit dem Mikrometer bestimmen, wenn sie nicht zu klein sind. Wenn sie aber dem Werte der Lichtwellenlänge nahekommen, so werden die Mikrometerbestimmungen infolge der von Abbe untersuchten Beugungserscheinungen durchaus unsicher. Es bleiben zwei Hilfsmittel zu unserer Verfügung:

1. Wenn die Körnchen genügend groß sind, um eine merkliche Fallgeschwindigkeit zu haben, so werden uns die Messung dieser Geschwindigkeit und die Anwendung der Stokesschen Formel gestatten, den Halbmesser zu berechnen, vorausgesetzt, daß wir die Dichte kennen; allerdings läßt sich ein genauer Wert für diese letztere Größe wegen unserer Unkenntnis über die Konstitution der Körnchen schwer erreichen.

2. Wenn die Teilchen kleiner sind, so haben sie eine ausgesprochene Brownsche Bewegung; dann kann man mit Hilfe der photographischen Aufzeichnung und der Einsteinschen Formel ihren Halbmesser a erhalten.

Diese Beziehung kann man in der Form

$$a = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{3\pi\sigma\Delta^2}$$

schreiben; dann liefert sie allerdings a, wenn man Δ^2 kennt, und diese letztgenannte Größe ist das Quadrat der mittleren Verschiebung eines Teilchens in einer beliebigen Richtung während der Zeit t. Man kann sie an einer Vergrößerung der gewonnenen Aufnahmen unmittelbar messen. Die Zahlenwerte, die ich angeben werde, beziehen sich auf Teilchen von Tabakrauch, die durch das von ihnen seitlich zerstreute Licht auf eine photographische Platte einzuwirken vermögen.

Als Mittelwert von Δ während einer Sekunde ergab sich aus einer großen Anzahl von Messungen:

$$\Delta = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}.$$

Nimmt man für $\frac{RT}{N}$ den Wert $3{,}4 \cdot 10^{-14}$ an, der sich aus den neuesten Bestimmungen (J. Perrin) ergibt, sowie für σ den Wert $1{,}8 \cdot 10^{-4}$, so ergibt die Einsteinsche Formel:

$$a = 4{,}9 \cdot 10^{-6}.$$

Diesen Zahlenwert habe ich für die Messung der Ladung e benutzt.

Messung der Einzelladung der Zentren. — Wir haben gesehen, daß ein Teilchen mit dem Halbmesser a, das die Ladung ε trägt, in einem Felde H die Geschwindigkeit

Digitized by Google

$$v = \frac{H\varepsilon}{6\pi\sigma a}$$

annimmt. Da aus den vorstehend beschriebenen Methoden a bekannt ist, so wird die Messung von v uns den Wert von ε liefern.

Ehrenhaft[1]) hat a aus der Fallgeschwindigkeit und aus mikrometrischen Messungen des Durchmessers bestimmt und

$$a = 3 \cdot 10^{-5}$$

gefunden; das ergibt:

$$e = 4{,}6 \cdot 10^{-10}.$$

Wir haben für die Teilchen, deren Halbmesser wir weiter oben angegeben haben ($a = 4{,}9 \cdot 10^{-6}$), die Ladung

$$e = 4{,}5 \cdot 10^{-10}$$

gefunden.

Diese Zahlen lehren, daß die betrachteten Körnchen die Ladung eines Atomes tragen und somit den durch die Röntgenstrahlen hervorgerufenen Ionen analog sind, nur daß sie eine viel geringere Beweglichkeit haben. Diese Tatsache hätte man, wie wir alsbald sehen werden, auf Grund des Umstandes a priori voraussagen können, daß die Strahlung des Radiums die Beweglichkeit der betrachteten Zentren nicht verändert; wir müssen sie als eine experimentelle Bestätigung der Formeln von Stokes und von Einstein betrachten.

Eine weitere Messungsreihe an größeren Teilchen führte (immer mit Hilfe photographischer Aufzeichnung und der Einsteinschen Formel) zu einem mittleren Halbmesser $a = 10^{-5}$ cm und zu einer Ladung vom mehrfachen Betrage von e. Dieses Resultat läßt sich durch die Annahme erklären, daß ein bereits geladenes Teilchen fähig ist, eine neue Ladung vom gleichen Vorzeichen anzuziehen, und zwar trotz der gegenseitigen Abstoßung, wenn es so groß ist, daß wir es so auffassen dürfen, als sei es wie ein kleiner Leiter der Influenz unterworfen.

Mehrfache Ladungen. — Es ist interessant, die Beweglichkeit der in einem Gase suspendierten Teilchen bei Anwesenheit einer ionisierenden Strahlung, etwa der Radiumstrahlung, zu messen. Man findet dann nämlich Ergebnisse, die sich sehr einfach durch folgenden Mechanismus erklären lassen[2]): Die kleinen Ionen von beiderlei Vorzeichen, die durch die Strahlung in dem Gase erzeugt werden, suchen durch Wiedervereinigung die vorhandenen großen Zentren zu laden und zu entladen, bis sich ein Gleichgewichtszustand einstellt.

Wenn die Zentren ursprünglich neutral waren (man kann solche sehr leicht erhalten, wenn man einen ganz wenig feuchten Körper erwärmt), so lädt sich, wenn sie dem Radium ausgesetzt werden, eine gewisse Anzahl mit jedem Vorzeichen, und zwar ist der Wert der Ladung ε die Atomladung e, wie man experimentell sieht, und wie man es übrigens auch aus dem Mechanismus des Vorganges voraussagen könnte. Wenn die Zentren mit beiden Vorzeichen geladen sind und nur einmal die Atomladung besitzen, so wird durch den Einfluß des Radiums eine gewisse Anzahl von ihnen in den neutralen Zustand zurückgebracht und die Ladung der übrigen nicht verändert. Wenn schließlich die Zentren mehrfache Ladungen besitzen, so besteht die Wirkung des Radiums darin, sie auf die Gleichgewichtsladung zu bringen. Das zeigt sich unmittelbar durch eine proportionale Abnahme der Beweglichkeit. Wenn die Messung der letztgenannten Größen eine bestimmte Bedeutung haben soll, muß man also wissen, ob man es mit mehrfachen Ladungen zu tun hat oder nicht.

Als Beispiel für sehr feine und neutrale Stäubchen seien die erwähnt, die man erhält, wenn man einen wenig feuchten Körper etwas erwärmt. Man kann dabei Zentren erhalten, welche das Licht wenig zerstreuen und mit sehr lebhafter Brownscher Bewegung begabt sind. Wenn man sie mittels Radium lädt und ihre Beweglichkeit mißt, so erhält man aus der Stokesschen Formel einen Halbmesser, der nicht mehr als 3 bis 5 $\mu\mu$ beträgt.

Zigarettenrauch enthält positive, negative und neutrale Zentren, deren Halbmesser sich zwischen 30 und 300 $\mu\mu$ bewegen können. Die Rauchteilchen von Salpeterpapier sind gleichfalls geladen und oft sehr fein und sehr homogen. Dasselbe gilt für die Staubteilchen, mit denen sich die Gase beladen, die nahe an einem elektrischen Fünkchen vorbeistreichen.

Die Rauchteilchen von Salmiak sind neutral und verhältnismäßig groß. Die Stäubchen, die man erhält, wenn man Kristalle (Seesalz) zerspratzen läßt oder die man in den Gasen findet, die durch konzentrierte Lösungen hindurchgesprudelt sind, sind sämtlich geladen und führen mehrfache Ladungen, die bis zu 30 bis 50 e betragen können. Sie entstehen durch Zerreißungen der Oberfläche.

Die Anzahl der im Rauch enthaltenen Zentren kann sehr beträchtlich sein. Im Tabakrauch von mittlerer Dicke kann man sie zu Zehnmillionen im Kubikzentimeter zählen; das ergibt einen mittleren Abstand von der Größenordnung 50 μ.

Bei der Behandlung von Rauch muß man eine Fehlerquelle vermeiden: Man muß natürlich

1) Diese Zeitschr. **10**, 308, 1909.
2) Siehe Le Radium **4**, 259, 1907.

Digitized by Google

den Rauch von dem Orte, wo man ihn erzeugt hat, in den Trog schaffen, in dem man ihn untersuchen will. Wenn nun die Kerne groß sind, und man das Gas, das sie enthält, zu heftig durch eine Glasröhre oder einen Kautschukschlauch hindurchtreibt, so können sie sich durch Reibung an den Wänden nach demselben Mechanismus laden, den man bei Herstellung der Lichtenbergschen Figuren benutzt. Derselbe Übelstand ist bei feinem Staub weniger zu befürchten, zweifellos deshalb, weil die Kerne, welche die Wandung berühren, sich nicht wieder von ihr trennen und aus der Suspension ausscheiden. Jedenfalls wird man gut daran tun, das Umfüllen sanft zu bewerkstelligen. Daß man vollkommen neutralen Rauch erhalten kann, zeigt übrigens, daß es ziemlich leicht gelingt, den Einfluß der Reibung zu vermeiden.

Schlußfolgerungen.

Fassen wir das Vorstehende zusammen, so ergibt sich folgendes: Der Rauch, der sich in einem Gase suspendiert finden kann, und der nicht allzu schnell infolge der Schwere ausfällt, setzt sich aus Körnchen zusammen, die man im Ultramikroskop sehen kann, und deren Halbmesser sich zwischen einigen $\mu\mu$ und einigen Hundert $\mu\mu$ bewegt. Diese Teilchen sind mit Brownschen Bewegungen begabt, die man photographisch aufzeichnen kann; die Amplitude dieser Bewegungen hängt mit der Größe der Teilchen durch eine Beziehung zusammen, die, wie die Erfahrung lehrt, der Formel von Einstein entspricht.

Unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes erweisen sich diese Teilchen als neutral oder als mit beiderlei Vorzeichen geladen, und sie verhalten sich in jeder Hinsicht wie Ionen mit geringer Beweglichkeit. Die Ladung ist in sehr vielen Fällen der Atomladung gleich und kann das Mehrfache dieses Wertes erreichen; dann kann man sie auf die Einheit bringen, indem man im Innern des Gases kleine Ionen erzeugt.

Die gasförmigen Suspensionen ähneln den flüssigen insofern, als in beiden Fällen die Brownsche Bewegung der Körnchen der Einsteinschen Formel folgt, und zwar trotz der Verschiedenheit der mittleren Weglänge; diese letztere ist in den Flüssigkeiten klein gegenüber der Größe der Teilchen und kann in den Gasen diesen Wert übersteigen. Die beiden Prinzipien, auf welche die Einsteinsche Formel aufgebaut ist, scheinen übrigens in beiden Fällen gültig zu sein.

Aber abgesehen von den Unterschieden, die sich aus den geringen Werten für die Dichte und für die innere Reibung der Gase ergeben[1]), unterscheiden sich die Suspensionen in gasförmigen Medien von den kolloidalen Lösungen dadurch, daß sie gleichzeitig positive und negative Ladungen und neutrale Teilchen enthalten können.

1) Und ohne zwischen so verschiedenen Verhältnissen Vergleiche anstellen zu wollen.

(Nach Le Radium **6**, Juli, 1909, aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. November 1909.)

Über die Erscheinungsbedingungen des elektrodenlosen Ringstromes.

Von Kuno Fischer.

§ 1. In die Primärspule einer „Teslaanordnung" bringen wir eine evakuierte Röhre, in der ein Druck von einigen Zehnteln mm Hg herrscht. Werden durch die Primärspule hochfrequente und hochgespannte Teslaschwingungen geschickt, so leuchtet das evakuierte Gefäß auf. Die Lichterscheinung ist ein ringförmiges Gebilde, dessen Achse derjenigen der Primärspule parallel liegt.

Wir nennen die Erscheinung mit J. Stark „elektrodenlosen Ringstrom" (vgl. J. Stark, Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, S. 412[1]).

Zweck der vorliegenden Arbeit ist der Versuch, auf experimentellem Wege zu entscheiden, ob der elektrodenlose Ringstrom seine Erscheinungsbedingungen in elektrodynamischen oder in elektrostatischen Vorgängen hat, oder ob dritten Falles beide Arten von Vorgängen gemeinsam sein Auftreten bedingen.

§ 2. Um einen möglichst zuverlässigen Leitfaden für die experimentelle Prüfung zu gewinnen, betrachten wir zunächst die Ergebnisse früherer Beobachtungen. Auf Grund derselben kann man wohl die folgenden vier „Entladungstypen" unterscheiden.

Typus I: Ein hochfrequentes radiales elektrisches Wechselfeld, das von einem Punkt ausgeht. Ein Magnetfeld fehlt.

1) Ein genaues Verzeichnis der bis 1902 erschienenen Arbeiten finden wir bei J. Stark, Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, S. 150. Hier kommen hauptsächlich in Frage: J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 32, 1891; Graetz, Physik. Revue, Stuttgart 1891, 212 ff., 345 ff.; E. Lecher, diese Zeitschr. **4**, 32, 1902; Wien. Sitzungsber. **112**, IIa, 994 ff.; diese Zeitschr. **5**, 179, 1904; A. Steiner, Wien. Sitzungsber. **113**, IIa, 403 ff.; J. Härdén, diese Zeitschr. **5**, 74 ff., 1904; E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. **62**, 603, 1897; H. Ebert u. E. Wiedemann, Wied. Ann. **48**, 549, 1892; **49**, 1, 1893; **50**, 1, 221, 1893; **62**, 182, 1897; B. Davis, Phys. Rev. **20**, 129, 1905.

Digitized by Google

Typus II: Ein hochfrequentes zylindrisches elektrisches Wechselfeld, umschlossen von einem zyklischen magnetischen Wechselfeld, das wesentlich außerhalb der Entladungsröhre liegt.

Typus III: Ein hochfrequentes zylindrisches elektrisches Wechselfeld, umschlossen (vor allem in seinem mittleren Teile) von einem zyklischen magnetischen Wechselfeld, das innerhalb der Entladungsröhre liegt.

Typus IV: Ein hochfrequenter zyklischer elektrischer Stromkreis erzeugt ein zylindrisches magnetisches Wechselfeld, das innerhalb der Entladungsröhre liegt.

Die vier Typen sind auf Grund der folgenden Arbeiten aufgestellt.

a) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. **62**, 603, 1897: „Über Kathodenstrahlen". Die Forscher legen die eine der Endkugeln *E* eines einmal überbrückten Lechersystems an eine evakuierte Glaskugel G. Dann treten von der Berührungsstelle der Kugel *E* gegen *G* geradlinige Kathodenstrahlen von der Glaswand aus in das Vakuum. Die Strahlen bilden einen Kegelmantel.

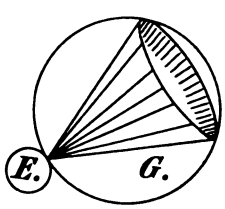


Fig. 1.

Die danach entstehende Entladungsform nennen wir Typus 1.

b) E. Wiedemann und H. Ebert, Wied. Ann. **50**, 1 u. 223, 1893. Parallel zu den Seiten

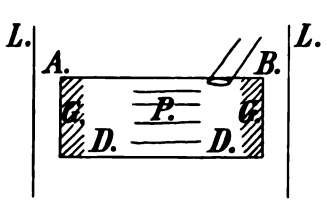


Fig. 2.

A und *B* eines zylindrischen Gefäßes liegen die Endplatten eines dreifach überbrückten Lechersystems. Treten hochfrequente Oszillationen durch das Gefäß hindurch, so bilden sich im Gase die gezeichneten Entladungspartien: G Glimmlicht, D Dunkelraum, P positives Licht. Mit fortschreitender Verdünnung dringen *G* und *D* immer mehr vor, um schließlich *P* zu vernichten.

Die so entstehende Entladungsform nennen wir Typus II.

c) Im Anschlusse an Hittorfs Beobachtungen über die Verbreitung des Glimmlichtes auf der Kathode bei abnehmendem Gasdrucke untersuchten H. Ebert und E. Wiedemann: „Das Verhalten von isolierten Leitern in einem elektrischen Hochfrequenzfelde — Entwicklung des Glimmlichtes an demselben."

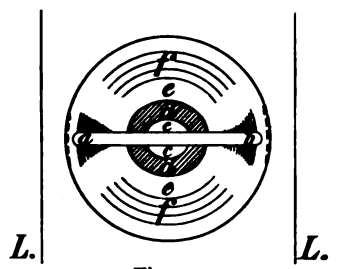


Fig. 3.

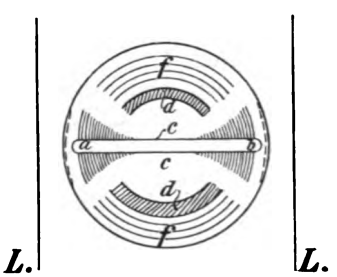


Fig. 4.

In den Fig. 3 und 4 liegt zwischen den Endplatten eines Lechersystems eine Glaskugel, die in ihrem Innern einen Metallstab *a b* trägt. An den Stellen *a* und *b* tritt blaues Glimmlicht auf (hier steil schraffiert). Mit fallendem Drucke rückt das Glimmlicht nach der Mitte des Stabes vor, läßt aber auch bei kleinen Drucken die Mitte desselben frei. Dort wölbt sich über dem Dunkelraum *c* immer deutlicher

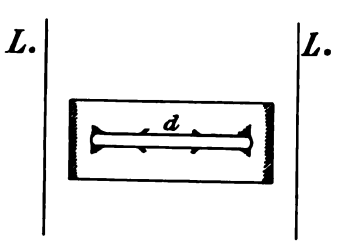


Fig. 5.

ein positives Licht *d*. Auf *d* folgt ein zweiter Dunkelraum *e*, über dem ein zweites positives

Digitized by Google

Licht f liegt. Mit fallendem Druck geht Fig. 3 über in Fig. 4. (Wied. Ann. **50**, 226, 1893.) In Zylinderrohren bildet sich zunächst bei hohen Drucken an den verschließenden Platten ein Kegelmantel blauen Glimmlichtes, der nach den Stabenden konvergiert (ca. 50 mm Hg Druck). Die weitere Entwicklung geben Fig. 6 und 7.

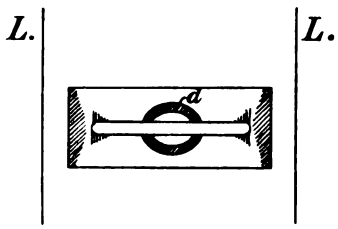


Fig. 6

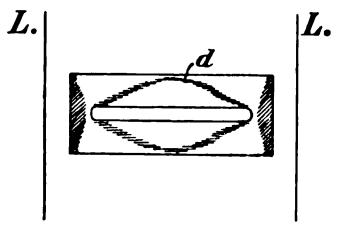


Fig. 7.

Das positive Licht wird immer bedeutender. S. 179. „Bei Anwendung eines Glasstabes allein im Rohr trat nichts von den geschilderten Erscheinungen oder doch nur sehr wenig Bemerkenswertes ein." In Fig. 8 ist der Metallstab ersetzt durch einen Zylinder aus Drahtnetz. Die Vorgänge entwickeln sich wie am Metallstab, nur erhalten wir hier noch einen zweiten positiven Lichtbogen d_i, der sich analog dem äußeren d_a ausbildet.

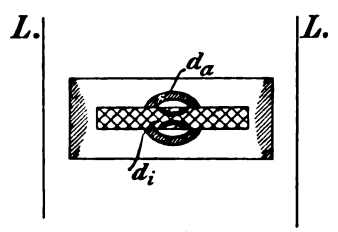


Fig. 8.

Wir nennen die Entladungsform der Fig. 6 Typus III.

d) Den nächsten Typus gibt die Arbeit von J. Härdén, diese Zschr. **5**, 75, 1904. Dieselbe zeigt, daß im Vakuum durch reine Induktion ein Leuchten zustande kommt, wenn von einem elektrostatischen Effekt auf das leuchtende Rohr nicht die Rede sein kann.

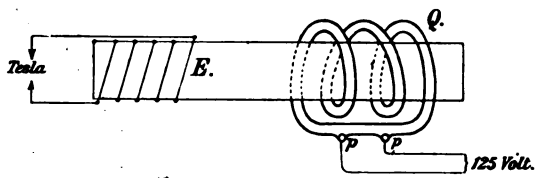


Fig. 9.

Um eine Röhre E laufen hochfrequente Schwingungen, erzeugt durch eine Teslaanordnung. Wird E mit einem magnetisierbaren Pulver, Fe_3O_4 mit ca. 20 Proz. Fe alcohole reductum gefüllt, schwingen also längs der Achse der Spirale Q [1]) dichte Magnetkraftlinien, so setzt zwischen $p\,p$ ein Lichtbogen ein bei einer angelegten Spannungsdifferenz von 125 Volt, während ohne Erregung der Schwingungen, oder wenn der Kern von E nicht magnetisierbar ist, 500 Volt nur ein schwaches, grünes Licht erzeugen. Wir haben hier im Innern der Entladungsspule Q ein zylindrisches Magnetwechselfeld, das um sich herum ein zyklisches elektrisches Wechselfeld induziert.

Mit Hilfe einer Versuchsanordnung, die nur einen der gewonnenen Typen liefert, deren Bedingungen demnach einfache und eindeutige sind, kann entschieden werden, ob die Erscheinungsbedingungen einer Entladungsform elektrostatischer oder elektrodynamischer Art sind.

Auf Grund der vorhergehenden Reduktion der Erscheinungen ergeben sich die folgenden Bemerkungen über die den elektrodenlosen Ringstrom behandelnden früheren Arbeiten.

Das Resultat der Lecherschen Untersuchungen ist das folgende:

„Der elektrodenlose Ringstrom erscheint in den meisten Fällen als Täuschung; derselbe ist eine durch Impedanz hervorgebrachte Nebenentladung der elektrischen Schwingungen. Für die Existenz wirklicher elektrodenloser Ringströme sprechen nur einige wenige Versuche von J. J. Thomson, deren weitere Durcharbeitung wünschenswert wäre."

Die Resultate der Untersuchungen, die sich direkt auf die Wirkungen der Impedanz beziehen, fassen E. Lecher und A. Steiner zusammen in folgende drei Sätze (diese Ztschr. **5**, 180, 1904):

1. „Durch Impedanz entsteht zwischen Anfang und Ende der Spule eine große hin- und herschwankende Potentialdifferenz; schon dadurch wird neben der starken Ionisierung des

1) Q ist eine in sich geschlossene evakuierte Spirale aus Glasrohr. $p\,p$ sind zwei an Q angeblasene Hg-Näpfchen.

Digitized by Google

Gases ein Hin- und Herströmen der Elektrizität im Vakuum bewirkt.

2. Diese Lichterscheinung wird durch die magnetischen Kräfte der Spule gegen den Rand des Gefäßes gedrängt.

3. Wahrscheinlich findet nun noch eine weitere Steigerung des Lichtphänomens durch die eigentlichen Induktionsströme statt, welche aber nur in besonders stark ionisierten Gasen auftreten können."

Bei den Beobachtungen, welche Tesla (vgl. De Fodor, Experimente mit Strömen hoher Wechselzahl, Wien 1894, S. 255 ff.) gegen die Auffassung, daß der Thomsonsche Ring seine Entstehung nur der Induktion verdankt, anführt, handelt es sich durchweg um Erscheinungen vom Typus I.

Die Wirkung der Impedanz, die natürlich bei einer mehrfach gewundenen Spule auftritt, bedingt ohne Zweifel eine Entladungsform, die zum Typus I gehört.

Eine unzweideutige Aufklärung über die Erscheinungsbedingungen des elektrodenlosen Ringstromes vermögen die angeführten Arbeiten nicht zu geben.

Auf den Lecherschen Einwand hin, daß Impedanz bei der Entstehung des elektrodenlosen Ringstromes eine wesentliche Rolle spiele, wickelt B. Davis in einer zweiten Arbeit über den Ringstrom (Phys. Rev. **20**, 129, 1905) die Spule in einer Ebene als Spirale um das Entladungsrohr herum. Es tritt eine ringförmige Entladungsform ein. Die bei dem Typ. IV verwirklichten Versuchsbedingungen erzeugen also einen reinen Ringstrom.

Ebenso wird auch die Versuchsanordnung von J. J. Thomson aufzufassen sein.

§ 3. Wenn wir in einem stark verdünnten Gase ein Magnetfeld hoher Frequenz haben — wir nehmen der Einfachheit halber ein zylindrisches an —, so induziert dieses um sich herum ein zyklisches elektrisches Wechselfeld. Ist die Feldstärke dieses induzierten Wechselfeldes genügend groß, so können spontan im Gase vorhandene Elektronen, die mit genügender Geschwindigkeit den elektrischen Kraftlinien folgen, durch ihren Stoß die neutralen Moleküle resp. Atome des Gases ionisieren. Der elektrodenlose Ringstrom würde dieser Auffassung zufolge eine wesentlich elektrodynamische Erscheinung sein.

Dafür sprechen die im vorhergehenden erwähnten Versuche von J. J. Thomson, J. Härdén und B. Davis. Zu einem anderen Beweise für die Richtigkeit der Auffassung führt die Überlegung, daß bei einem Drahte, der von schnellen elektrischen Schwingungen durchzogen wird, in den Bäuchen die Bedingungen für den elektrodenlosen, elektrodynamischen Ringstrom gegeben sind, während an anderen Stellen andere Formen der Entladung auftreten müssen. (Vgl. Typ. III.)

§ 4. Der elektrodenlose Ringstrom wurde erzeugt in Luft, die durch mehrere Trockenflaschen mit H_2SO_4 in die Anlage einströmte und dann noch über vier sehr umfangreichen P_2O_5-Gefäßen längere Zeit vor den Versuchen stand. (Nur in wirklich trockenen Gasen erhält man einen schönen, glänzenden Ringstrom.)

Zum Evakuieren diente eine Toepler-Hagen-Pumpe. Die Drucke wurden gemessen mit einem großen Mc-Leod-Manometer.

Von einer Anlage zur Kühlung mit flüssiger Luft wurde zunächst kein Gebrauch gemacht, da die Anwesenheit von Fett- und Quecksilberdampf für eine qualitative Untersuchung bedeutungslos erschien. Das Entladungsgefäß war eine Zylinderröhre von 35 cm Länge und 4,5 cm innerer Weite. Auf die beiden abgeschliffenen Enden waren mit Siegellack ebene Glasplatten gekittet.

Das Schema des Trägers der elektrischen Oszillationen gibt beistehende Figur 10. L_1 L_2 waren zwei isoliert aufgestellte Leidener Flaschen mittlerer Größe. In der Drahtschleife S, die fast zu einem Kreise geschlossen war und der Funkenstrecke F möglichst nahe lag, hing

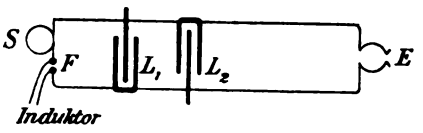


Fig. 10.

frei an einer Glasröhre, die nach der übrigen Anlage mit dem verdünnten Gase hinüberreichte, das Entladungsgefäß mit seiner Achse parallel zur Achse von S. Die Funkenstrecke F bildeten zwei Zinkkugeln von 2 cm Durchmesser in 5—10 mm Abstand. „Der offene Sender" wurde aufgeladen durch einen Induktor, dessen Primärspule mit Wechselstrom von ca. 7 Amp. beschickt wurde. Die Wechselstrommaschine hatte bei Leerlauf etwa 120 Wechsel pro sec und 120 Volt Klemmspannung. Die Drahtleitung des Senders war möglichst kurz und mit möglichst wenig Windungen angelegt; sie bestand aus starkem, isoliertem Kupferdraht. Die beiden Enden E des Senders waren zu Halbkreisen gebogen, die die Röhre (bei einem Abstand ihrer äußersten Spitzen von ca. 1 cm) eng umschlossen[1]). Die Halbkreise

1) Wenn in E ein reiner Spannungsbauch liegen soll, dürfen an den Drahtenden keine Sprühentladungen stattfinden. Aus diesem Grund waren die äußersten Spitzen von E rückwärts gebogen.

Digitized by Google

wurden dauernd in ihrer Lage festgehalten durch zwei hohe Hartgummisäulen. So konnte der Sender Gestalt und Schwingungszahl nicht ändern. Induktor und Sender waren auf einem Schlitten montiert, so daß das an seinem Platze verbleibende Entladungsrohr einmal in die Schleife S, einmal zwischen die Halbkreise E geführt werden konnte. Um die Selbstinduktion des Erregers konstant zu halten, wurden S und E immer in gleicher Weise gebogen, ob das Entladungsgefäß in ihnen stand oder nicht.

§ 5. Bei demselben Drucke und derselben Funkenstrecke wurde das Entladungsrohr einmal in S, einmal in E geführt. Die auf diese Weise gemachten Beobachtungen lassen sich folgendermaßen beschreiben.

In dem Druckintervall von 3,5 bis 1,5 mm Hg ist das Aussehen der Entladung in S und E nicht sonderlich verschieden. Charakteristisch für diesen Druck ist ein blaues Glimmlicht, das in der Umgebung der umlaufenden Drähte am intensivsten ist. Mehr oder weniger leuchtet auch das Entladungsrohr in größerer Entfernung von den Drähten bläulich. Die Leuchterscheinung hat mit dem negativen Glimmlicht der Geißlerröhren sehr große Ähnlichkeit.

Unterhalb der Druckgrenze 1,5 mm Hg tritt dann in S wie in E in einiger Entfernung von den Drahtschleifen an Stelle des früheren blauen Glimmens ein braunrotes Licht, das mit dem der positiven Lichtsäule der Geißlerröhren sehr viel Ähnlichkeit hat.

Von einem Drucke von etwa 0,75 mm Hg abwärts werden nun die Erscheinungen in S und E immer verschiedener. In S nimmt das Licht in der Drahtnähe allmählich mehr und mehr einen r o t e n Schein an, während es daselbst in E immer intensiver b l a u wird. Bei ca. 0,5 mm Hg hebt sich in der Nähe der Drahtkreise eine blaue Scheibe ab, an die sich eine braunrote Lichtsäule parallel der Längsachse der Röhre anschließt. In S bildet sich allmählich der Ringstrom heraus.

Mit fallendem Drucke werden die Unterschiede in beiden Stellungen immer markanter. Der Ring wird in S glänzender, bleibt aber vorläufig noch rot, während im übrigen das Glimmen im Rohre schon stark nachläßt. Dagegen nimmt in E das rotbraune Licht zu. In S bleibt der Ring rot bis 0,150 mm Hg. Von da ab wird er weißer.

Während mit fortschreitender Verdünnung nun der Ringstrom in S immer schärfer und glänzender wird, wird in E das blaue wie das rote Licht immer diffuser.

Bei $P = 0{,}045$ mm Hg liegt das Optimum des Druckes für den Ringstrom bei der vorliegenden Gefäßweite.

Bei noch kleineren Drucken verliert der Ring seine knappe, scharf begrenzte Form. Die Leuchtkraft nimmt freilich noch weiter zu. Der Querschnitt des Ringstromes parallel zur Röhrenachse wächst. In Richtung der Röhrenachse verlassen braune Strahlen das weiße Licht. (Die ersten braunen Strahlen zeigen sich schon bei $P = 0{,}080$ mm Hg.)

Bei $P = 0{,}025$ mm Hg leuchtet die Röhre in E allgemein sehr matt. Am hellsten erscheint die Mitte. Wird der Druck verringert auf 0,010 mm Hg, so herrscht in E nur noch sehr spärliches Leuchten. Das Glas fluoresziert. Dagegen hat der Ring in S immer noch an Massigkeit gewonnen. Freilich wird er bei $P = 0{,}010$ mm Hg auch schon unruhig.

Während in S noch bei $P = 0{,}008$ mm Hg ein weißer, scheinbar massiver Vollkörper hell leuchtet, geht in E nur mit Unterbrechung ein ganz leises, unstet huschendes Licht durch das Entladungsrohr.

Bei einem Vakuum von 0,005 mm Hg herrscht in S wie in E Dunkelheit.

Für das verwandte Entladungsgefäß ergeben also die Beobachtungen einen kritischen Druck von 0,75 mm Hg. Oberhalb desselben hat die elektrodenlose Entladung in S und E ein fast gleiches, unterhalb desselben ein wesentlich verschiedenes Aussehen.

Wir haben in S und E zwei völlig verschiedene Entladungsformen. Während für E charakteristisch ist, daß mit fallendem Drucke durch die ganze Entwicklung hin das blaue Glimmlicht das primär gegebene ist, an das sich das rote Licht anschließt, ist umgekehrt S dadurch charakterisiert, daß sich an dem primären Ring (erst rot, später weiß) ein freilich bald verschwindendes blaues Glimmen anschließt.

§ 6. Schon die oberflächliche Betrachtung zeigt die große Ähnlichkeit des Ringstromes mit der positiven Lichtsäule, während die Entladungserscheinung in E mit dem negativen Glimmlicht viel Ähnlichkeit hat. Wenn tatsächlich im Ringstrome Elektronen durch ihren Stoß die neutralen Moleküle oder Atome des Gases ionisieren (vgl. § 3), so ist der Ringstrom dem positiven Licht der Geißlerröhren analog.

Im Ringstrom ist demnach das positive Bandenspektrum zu erwarten, während die Glimmentladung in E ein negatives Spektrum haben muß.

Angestellte Spektraluntersuchungen in Stick-

Digitized by Google

stoff[1]) machen dies auch tatsächlich sehr wahrscheinlich. Einen absolut sicheren Schluß lassen die Photogramme leider noch nicht zu. Im Ringstrome wurde ein positives Bandenspektrum beobachtet; ob aber bei der Glimmentladung, die bei 9 stündiger Belichtung außer 2 *Hg*-Banden nur negative *N*-Linien zeigte, nicht bei längerer Belichtungszeit noch positive Banden hervortreten können, erscheint vorläufig zweifelhaft.

§ 7. Aus den gemachten Beobachtungen ist wohl zu schließen, daß elektrodenlose Ringströme durch rein elektrodynamische Wirkungen erzeugt werden können, da der Ringstrom im Strombauche des Erregers auftritt, während in dessen Spannungsbauche eine Entladungsform des Typus II erscheint.

Für die Anregung zur vorliegenden Arbeit möchte ich auch an dieser Stelle Herrn Geheimrat Riecke meinen ergebensten Dank aussprechen.

1) Es wurde beobachtet in käuflichem Stickstoff. Das Gas war nicht völlig rein. Es gelang nicht einmal durch dreitägige Kühlung mit flüssiger Luft, *Hg*-Dampf auszufrieren.

Göttingen, Juli 1909.

(Eingegangen 14. Dezember 1909.)

Die Selbstreinigung flüssiger Kristalle.

Von O. Lehmann.

Manche flüssigen Kristalle nehmen freischwebend mehr oder minder vollkommene Polyederform an, ähnlich derjenigen fester Kristalle. Hieraus habe ich den Schluß gezogen, ihre (durch die Kohäsion im Gleichgewicht gehaltene) auf dem Bewegungszustand der Moleküle beruhende Expansivkraft sei anisotrop, d. h. die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle sei (wegen der Anisotropie derselben) von der Richtung abhängig[1]). Bei flüssigen Kristallen, welche nicht in Polyedern, sondern in kugelförmigen Tropfen auftreten, zeigt sich häufig die eigentümliche Erscheinung, daß sie bei einer Temperaturdifferenz zwischen Ober- und Unterseite rotieren, um so schneller, je größer diese Temperaturdifferenz ist, im Sinn des Uhrzeigers oder entgegengesetzt, je nach der chemischen Beschaffenheit der Substanz und der Mutterlauge, in welcher sie schweben, insbesondere bei Störung der Struktur durch Aufnahme fremder Stoffe (z. B. von Kolophonium). Vermutlich beruht auch diese Erscheinung auf ähnlicher Ursache, nämlich darauf, daß sich auf der kälteren Seite Polyederform auszubilden sucht und infolgedessen, da die Oberflächenspannung tatsächlich sofort wieder Kugelform herstellt, eine oberflächliche Strömung nach der anderen Seite zustande kommt, die wegen der Anisotropie der inneren Reibung in Spirallinien erfolgt und deshalb (durch Reibung gegen die umgebende Flüssigkeit) die Drehung des Tropfens hervorbringt.

Natürlich habe ich sofort versucht, die aufgestellte Hypothese der Abhängigkeit der mittleren Molekulargeschwindigkeit von der Richtung durch Beobachtung der Brownschen Molekularbewegung[1]) zu prüfen. Hierzu mußten in den flüssigen Kristallen feine Pulver suspendiert werden, es mußte eine kolloidale Suspension in einer kristallinischen Flüssigkeit erzeugt werden. Ist aber eine „kristallinische kolloidale" Lösung nicht ein Widerspruch in sich selbst? Die Versuche ergaben, daß sich in Wirklichkeit eine solche nicht herstellen läßt.

Bereits meine Versuche, flüssige Kristalle künstlich zu färben[2]), hatten zu dem Ergebnis geführt, flüssige Kristalle seien ebenso schlecht befähigt, fremde Stoffe in feinster (molekularer) Verteilung in sich aufzunehmen wie feste Kristalle.

Bezüglich der letzteren hatte die Vorstellung, Kristalle seien regelmäßige Molekularaggregate, zunächst das „Gesetz der getrennten Kristallisation" ergeben. Man nahm an, alle Moleküle eines Kristalls müßten notwendig gleiche Beschaffenheit haben; bei Kristallisation eines Gemenges müßten also die verschiedenen Stoffe getrennt kristallisieren. Eine Ausnahme fand zuerst Mitscherlich bei Stoffen, die analoge chemische Zusammensetzung und gleiche Kristallform haben. Man suchte diese Ausnahme mit der Hypothese der Homogenität der Kristalle in Einklang zu bringen durch die Annahme, die Mischung finde innerhalb der Moleküle statt, so daß tatsächlich doch alle Moleküle gleich beschaffen sind. Dies hatte natürlich zur Voraussetzung, die Kristallmoleküle beständen aus einer sehr großen Zahl von chemischen Molekülen, so daß scheinbar (den Beobachtungen entsprechend) Mischung in allen möglichen Verhältnissen stattfinden kann. Dann müßten aber die chemischen Moleküle

1) Siehe O. Lehmann, Ann. d. Phys. **12**, 319, 321, 1903; diese Zeitschr. **7**, 724, 1906; Die scheinb. lebenden Kristalle, Eßlingen 1907, S. 26; Flüssige Kristalle u. die Theorien d. Lebens, Leipzig, 2. Aufl. 1908, S. 30.

1) Siehe O. Lehmann, Molekularphysik **1**, 265, 1888; **2**, 5, 1889; A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 549, 1905; Th. Svedberg, Zeitschr. f. Elektrochemie **12**, 853, 909, 1906; F. Richarz, Sitzber. d. Ges. f. Nat., Marburg 1907, Nr. 8; M. Seddig, Habilitationsschrift, Frankfurt a. M. 1909; H. Siedentopf, diese Zeitschr. **10**, 778, 1909; Zeitschr. f. wissenschaftl. Mikroskopie **26**, 391, 1910.

2) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **8**, 908, 1902.

Digitized by Google

weitaus kleiner sein als man gewöhnlich annimmt. Als sodann Sénarmont fand, gewisse Salzkristalle ließen sich durch Anilinfarbstoffe künstlich dichroitisch färben, ähnlich wie auch manche in der Natur vorkommenden Kristalle anders gefärbt sind als die reine Substanz, nahm man an, es handle sich um Einlagerung sehr feiner Kriställchen oder auch amorpher Partikelchen der färbenden Substanz (analog den Kolloidpartikelchen in kolloidalen Lösungen oder Suspensionen). Solche Kristalle mit „mechanischen Einschlüssen" mußten von „isomorphen Mischkristallen" natürlich ebenso verschieden sein wie kolloidale Lösungen von kristalloiden Lösungen. Den Dichroismus der solcherart künstlich gefärbten Kristalle erklärte man sich im Falle kristallinischer Einschlüsse durch regelmäßig orientierte Einlagerung der farbigen dichroitischen Kriställchen, wie ja auch im Mineralreich (z. B. bei Glimmer und Eisenglanz, Eisenglanz und Rutil usw.) häufig parallele Verwachsung beobachtet worden war[1]). Im Falle der Einlagerung amorpher Partikelchen nahm man an, durch Pressung in den kapillaren Spalten würden die Partikelchen dichroitisch, wie z. B. gepreßter Kautschuk[2]). Daß häufig die Färbung eine „dilute" war, d. h. daß die hypothetischen Partikelchen selbst unter dem Mikroskop nicht beobachtet werden konnten, erschien nicht merkwürdiger als die Unmöglichkeit der Erkennung der Partikelchen in kolloidalen Lösungen unter dem gewöhnlichen Mikroskop, sowie die vollkommene Durchsichtigkeit kolloidaler Suspensionen, welche sich durch das Tyndall-Phänomen (das Sichtbarwerden eines durchgeleiteten Lichtstrahls durch Reflexion an den schwebenden Partikelchen) dennoch deutlich als Suspensionen zu erkennen geben.

Bereits im Jahre 1873 fand ich nun, daß z. B. in gemischten Lösungen von Salmiak und Kupferchlorid äußerst feinkörnige Parallelverwachsungen entstehen können[3]), woraus ich den Schluß zog, fremde Substanzen könnten nicht nur in Form kleiner Partikelchen, sondern auch „in feinster (d. h. molekularer) Verteilung" in Kristalle aufgenommen werden. Weitere Untersuchungen gleicher Art[4]) bestätigten diesen Schluß. Ich fand z. B., daß wachsende Salmiakkristalle Eisenchlorid vollkommen dilut aufzunehmen vermögen, daß sie sich bei Zusatz von Eisenchlorid zur Lösung „mit einer gelben Schicht überziehen, und zwar von weit dunklerem Ton als die Lösung selbst, gerade als ob die Kristalle den Farbstoff der Lösung mit großer Kraft (durch Adsorption) an sich heranzögen und auf ihrer Oberfläche fixierten". Demgemäß konnte es sich nicht einfach um mechanische Einschlüsse von Mutterlauge oder Umwachsen von in dieser schwebenden Partikelchen handeln; ich sprach mich so aus: „Die Färbung würde also einer Art Mischung (Legierung) der beiden kristallisierbaren Substanzen entsprechen, welche mit dem Vorgang der Mischung zweier Flüssigkeiten sogar in der Hinsicht eine Ähnlichkeit zeigt, als ein bestimmter Sättigungspunkt eintritt, von welchem an die Salmiakkristalle kein weiteres Eisenchlorid mehr aufzunehmen imstande sind"[1]).

Diesen Versuchen reihten sich weitere an[2]), welche deutlich erkennen ließen, daß Mischkristalle, wenn auch nur bis zu einem Sättigungspunkt (d. h. nicht in jedem Mischungsverhältnis), in sehr zahlreichen Fällen des Zusammenkristal-

1) Vgl. O. Lehmann, Molekularphysik 1, 395, 1888, u. F. Zirkel, Die mikroskopische Beschaffenheit d. Mineralien u. Gesteine, Leipzig, W. Engelmann, 1873, S. 79.

2) Vgl. A. Kundt, Pogg. Ann. 151, 125, 1874. Die erwähnte Ansicht über den Dichroismus künstlich gefärbter Kristalle teilte mir Kundt persönlich mit.

3) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. 1, 489, 492, 1877.

4) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. 8, 438 u. 528, 1883.

1) Diese Beobachtungen gaben Herrn G. Brügelmann (Chem. Zentralbl. 1882, 1, 6 u. 1883, 1) Anlaß, das Wort „Mischkristall" zu prägen (sowie die Bezeichnung „Schichtkristall" für Parallelverwachsungen), welches heute allgemein üblich geworden ist. Ferner veranlaßten sie Herrn J. H. van't Hoff zur Aufstellung seiner Theorie der „festen Lösungen" (Zeitschr. f. phys. Chem. 5, 325, 1890), indem er annahm, es finde ein Eindiffundieren der einen Substanz (z. B. Eisenchlorid) in die andere (z. B. Salmiak) statt durch Wirkung des osmotischen Druckes, wie bei Lösung einer Flüssigkeit in einer andern (vergl. W. Nernst, Zeitschr. f. phys. Chem. 6, 577, 1890). Ich selbst hatte lediglich Anlagerung durch Adsorption während des Wachstums angenommen und hielt Diffusion in festen Kristallen für unmöglich, wenigstens Diffusion von gleichartigen Molekülen, während es mir allerdings gelungen war, das Wandern von fremden Molekülen in einem durchsichtigen Kristall, speziell bei der Elektrolyse von Jodsilber (Wied. Ann. 24, 18, 1885 u. 38, 396, 1889) nachzuweisen, worauf van't Hoff ebenfalls Bezug nimmt. Später fand ich freilich, die untersuchte Modifikation des Jodsilbers müsse als flüssig-kristallinisch betrachtet werden, auch dieser Versuch sei also für die Möglichkeit der Diffusion in festen Kristallen nicht beweisend (Ber. d. D. chem. Ges. 41, 3774, 1908). Neuerdings glaubt H. Siedentopf bewiesen zu haben, Natriumdampf könne bei höherer Temperatur in klare Kristalle von Steinsalz dem Gasdruck entsprechend hinein- oder daraus herausdiffundieren (diese Zeitschr. 6, 855, 1905, und ähnlich L. Wöhler (Zeitschr. f. anorg. Chem. 47, 353, 1905); doch nimmt er selbst das Vorhandensein zahlloser feiner Spalten an von genügender Weite, um die im Ultramikroskop erkennbaren dichroitischen Natriumkriställchen, welche die Färbung bedingen, aufzunehmen, somit also keine Diffusion in der festen Masse; auch scheinen mir Einwendungen gegen die Deutung der Versuche möglich (O. Lehmann, Elektr. Lichterscheinungen oder Entladungen, Halle 1898, S. 490), so daß der üblich gewordene Ersatz des Wortes „Mischkristall" durch „feste Lösung" mindestens noch verfrüht sein dürfte.

2) O. Lehmann, Zeitschr. f. phys. Chem. 1, 15, 1887. 8, 543, 1891; Wied. Ann. 41, 531, 1890; 51, 47, 1894; Ann. d. Phys. 16, 160, 1905; Ztschr. f. phys. Chem. 56, 750, 1906.

Digitized by Google

lisierens nicht isomorpher Stoffe erhalten werden können, während umgekehrt isomorphe Stoffe nicht selten keine Mischkristalle bilden. Auch die Notwendigkeit des Attributs der Homogenität in der Kristalldefinition wurde durch meine Versuche über Krümmung von Kristallen, Bildung von Sphärokristallen, Plastizität der Kristalle usw. als hinfällig erwiesen, so daß kein Grund mehr bestand, Mitscherlichs Theorie des Isomorphismus aufrecht zu erhalten.

Gerade die letzterwähnten Versuche über künstliche Färbung von Kristallen lehrten nun aber gleichzeitig, daß fremde Stoffe (von vereinzelten Fällen isomorpher Mischungen abgesehen) äußerst schwer in wachsende Kristalle Aufnahme finden. Es geschieht dies, wie ich ausdrücklich betonte[1]), nur dann, wenn die Lösung sowohl als Lösung der einen wie der andern Substanz in bezug auf die wachsenden Kristalle übersättigt ist. Damals blieb dies meist unverstanden, da man gewohnt war, nur von einem Sättigungspunkt einer Lösung zu sprechen, nicht von Sättigungspunkten in bezug auf diese oder jene Substanz.

Man muß also nach meiner Ansicht annehmen, die fremden Moleküle lagerten sich in regelmäßiger Stellung in das Raumgitter der übrigen ein, wodurch sich auch in einfacher Weise erklärt, daß Dichroismus auftritt, wenn auch ein etwas anderer, als ihn die reine Substanz zeigt, wohl infolge von Deformation der eingelagerten Moleküle[2]). Die molekulare Richtkraft erstreckt sich somit auch auf anders geartete Moleküle und unregelmäßige Einlagerung fremder Moleküle in einen Kristall scheint geradezu unmöglich zu sein.

Feine suspendierte Partikelchen werden durch die Kristallisationskraft nicht beeinflußt, können sich also in den Kristall nicht einlagern, weder regelmäßig noch unregelmäßig[3]). Man kann Kristalle in einer schlammigen Masse (z. B. Ton), ja sogar in Gallerten (z. B. Kieselsäuregallerte) wachsen lassen, ohne daß die kleinen fremden Partikelchen aufgenommen werden. Solche werden vielmehr von dem wachsenden Kristall zurückgeschoben oder, falls dies nicht möglich ist, wird der Kristall selbst zurückgeschoben; es entsteht eine Kraftwirkung, die man als „Kristallisationskraft“[1]) bezeichnet.

Fig. 1.

Beispielsweise stellt Fig. 1 einen auf Kieselsäuregallerte wachsenden Chlorkaliumkristall dar. Anfänglich, solange die Übersättigung groß war, fand Wachstum an den Kanten des kleinen Würfels statt, und indem er sich selbst durch Wirkung der Kristallisationskraft gleichzeitig in die Höhe drückte, mußte ein dachförmiges Gebilde entstehen. Bei sinkendem Grade der Übersättigung beschränkte sich das Wachstum auf die vier Ecken; diese suchten sich zu normalen Würfeln auszubilden durch Wachstum an der ganzen Kontaktfläche, es entstanden die vier in der Figur gezeichneten Säulen. Dieselben können einige Zentimeter hoch werden, wenn durch Verdunstung für Erhaltung der Übersättigung gesorgt wird; gewöhnlich aber zerbricht das Gebilde schon früher infolge ungleichmäßigen Wachstums der vier Säulen.

Die geleistete Arbeit, die eventuell dazu dienen könnte, außer dem eigenen Gewicht des Kristalls noch ein anderes Gewicht zu heben, wie aus den in der zitierten Literatur angegebenen Tatsachen ersehen werden kann, ist aufzufassen entweder als Arbeit der Expansivkraft[2]) oder als Arbeit der molekularen Richtkraft

---

1) Siehe O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. **8**, 528, 1883 u. Flüssige Kristalle, Leipzig, W. Engelmann, 1904, S. 159.

2) Ich versuchte früher die sogenannte akzidentelle Doppelbrechung durch mechanischen Druck, Wirkung elektrischer Kräfte usw. auf Parallelrichtung anisotroper Moleküle zurückzuführen, ähnlich wie H. Ambronn (siehe O. Lehmann, Flüssige Kristalle, S. 232). Neuerdings scheint mir aber Deformation der Moleküle als wahrscheinlichere Ursache, da der Aufbau der Moleküle kein starrer sein kann (siehe O. Lehmann, Archives d. sc. phys. et nat. Genève **28**, 213, 1909 u. diese Zeitschr. **10**, 559, 1909).

3) Eine kolloidale Lösung hat keinen Sättigungs- (Kristallisations-)punkt. Ob vielleicht in einzelnen Fällen schwebende Partikelchen durch die Adsorptionskraft von einem wachsenden Kristall festgehalten und umwachsen werden, analog der Bildung von Mischkristallen nach meiner Auffassung (s. oben), ist mir nicht bekannt.

1) Siehe O. Lehmann, Molekularphysik **1**, 343, 1888; Flüssige Kristalle, S. 137; ferner Breithaupt, Paragenesis, 1849, S. 46; Volger, Pogg. Ann. **98**, 225, 1854; Fr. Scharff, Jahrb. d. Ver. f. Naturkunde im Herzogtum Nassau, 1854, Neuntes Heft; Viennois, Compt. rend. **60**, 421, 1865; O. Lehmann, Flüssige Kristalle und das Avogadrosche Gesetz, Zeitschr. f. phys. Chem. 1910. Nach privater Mitteilung von Herrn Geh. Bergrat W. Bornhardt in Berlin zeigen sich bei Bildung von „Gängen“ in Gesteinen Wirkungen eines „Innendrucks“, der wahrscheinlich als Kristallisationskraft aufzufassen ist, wie derselbe in einer Abhandlung über „die Gangverhältnisse des Siegerlandes und seiner Umgebung“ darzulegen gedenkt.

2) Man kann sich vorstellen, daß die Moleküle bei der Aufnahme in das Raumgitter ihre Bewegungsenergie an dieses abgeben, insofern nur in gleicher Richtung sich bewegende aufgenommen werden, so daß Umwandlung ungeordneter Molekularbewegung in geordnete eintritt, der Kristall also nach der einen, die Lösung nach der entgegengesetzten Richtung sich zu bewegen sucht.

Digitized by Google

der Moleküle. Indem im zweiten Fall die neu hinzutretenden Moleküle durch die Richtkraft gezwungen werden, sich so zu drehen, daß sie den bereits zum Kristall vereinigten Molekülen parallel werden, müssen sie den Zwischenraum zwischen Kristall und Gallerte erweitern, also, da nur der Kristall beweglich ist, diesen heben. Man kann sich etwa vorstellen, die Moleküle hätten die Form von Stäbchen[1]), welche liegend leicht in die dünne Flüssigkeitsschicht zwischen Kristall und Gallerte eindiffundieren können, bei Parallelrichtung aber sich aufstellen und so, da sie nicht genügend Platz finden, gegen den Kristall einen Druck ausüben. Die der Messung zugängliche „Kristallisationskraft" wäre die Resultante aller dieser molekularen Richtkräfte. Sie muß bei dieser zweiten Erklärungsweise augenscheinlich von der Richtung abhängen, d. h. von der Fläche, mit welcher der Kristall auf der Gallerte aufliegt, und muß verschwinden, wenn die Moleküle im Kristall der Gallertoberfläche parallel sind — die angenommene Stäbchenform vorausgesetzt. Der ersten Erklärungsart gemäß könnte eine solche Richtung verschwindender Kristallisationskraft nicht existieren, die bisherigen Beobachtungen sprechen also für diese Ansicht.

Unter gewöhnlichen Umständen, falls nämlich eine Verschiebung nicht stattfindet, ist das Endergebnis der Arbeit der Kristallisationskraft die Kristallisationswärme, insoweit diese nicht als Kohäsionsarbeit[2]) und Umwandlungswärme (infolge der Wiederherstellung des Gleichgewichtes zwischen den verschiedenen Arten gelöster Moleküle[3]) zu betrachten ist. Vermag die Kristallisationskraft durch Hebung des Kristalls gegen die Schwere oder eine andere widerstehende Kraft Arbeit zu leisten, d. h. potentielle Energie zu erzeugen, so muß die Kristallisationswärme um den äquivalenten Betrag kleiner erscheinen. Hierdurch wäre indirekte Bestimmung der Kristallisationskraft möglich[4]).

Wächst ein Kristall in einer schlammigen Masse oder in einer kolloidalen Suspension, so schiebt er, wie schon bemerkt, vermöge der Kristallisationskraft die suspendierten Teilchen zurück. Zur Beobachtung kann man z. B. Paraazoxyanisol in Monobromnaphthalin gelöst benutzen. Als kleine suspendierte Partikelchen eignen sich die winzigen kugelrunden braungefärbten Sporen des Staubpilzes (Lykoperdon), den man häufig auf Rasenplätzen im Walde findet. Da sie einzeln deutlich sichtbar sind und alle gleiche Größe haben, so kann man das Zurückdrängen durch die beim Abkühlen der heiß gesättigten Lösung entstehenden Kristalle deutlich verfolgen. Eine weitaus feinere Suspension gibt die als „Tusche" bezeichnete schwarze Tuschierfarbe von Th. Günzberg in Würzburg, welche aus äußerst fein zerriebenen Rußpartikelchen mit einem öligen oder seifenartigen Bindemittel besteht. Man muß die stärksten Vergrößerungen anwenden, um die einzelnen Partikelchen zu erkennen. Keines derselben wird aber von den wachsenden Kristallen aufgenommen, sie werden vielmehr alle in die Zwischenräume zwischen den Kristallen zusammengedrängt. Gleiches gilt für die Partikelchen einer wirklichen kolloidalen, ja sogar für die meisten kristalloiden Lösungen. Wird beispielsweise eine Anilinfarbe (etwa rote Fettfarbe von E. Merck in Darmstadt) zugesetzt, so wird bei Ausscheidung der Kristalle durch Zusammenschieben der Farbstoffteilchen die Färbung immer intensiver und schließlich sieht man, ganz wie im Fall der Tusche, den Farbstoff die schmalen Zwischenräume zwischen den Kristallen erfüllen, während die Kristalle selbst völlig frei von Farbe geblieben sind[1]).

Wie oben angedeutet, verhalten sich nun die flüssigen Kristalle genau ebenso. Wählt man bei dem besprochenen Beispiel die Konzentration so groß, daß sich bei der Abkühlung der heiß gesättigten, mit Tusche in gleichmäßiger Verteilung versetzten Lösung Kristalltropfen ausscheiden, so werden von diesen die suspendierten Partikelchen zurückgeschoben (die Tropfen selbst bleiben völlig klar) und schließlich sind alle Partikelchen in die engen Zwischenräume zwischen den einzelnen Tropfen zusammengedrängt, so daß diese völlig klar durchsichtig auf schwarzem Grund erscheinen (Fig. 2). Erhitzt man, so daß die Tropfen sich wieder auflösen, so verteilt sich die Tusche wieder gleichmäßig in

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **12**, 319, 1903 u. diese Zeitschr. **10**, 559 Anm. 1, 1909.

2) Man könnte die Trennung der Kristallsubstanz vom Lösungsmittel in bekannter Weise durch einen halb durchlässigen (nur für das Lösungsmittel durchgängigen) Kolben bewirkt denken, wobei Kompressionsarbeit aufzuwenden wäre, in gleichem Betrage (nach van't Hoff), wie wenn die kristallisierbare Substanz in gasförmigem Zustand auf das gleiche Volumen komprimiert wäre — vorausgesetzt, daß die Arbeiten der Kohäsionskräfte wegen gegenseitiger Kompensation unberücksichtigt bleiben dürfen (s. O. Lehmann, Zeitschr. d. Ver. d. Ing., 1908, S. 387, u. Biolog. Zentralbl. **28**, 488, 1908). Im Falle der freiwilligen Kristallisation wird die gleiche Kompressionsarbeit durch die Kohäsion geleistet.

3) Siehe O. Lehmann, Ann. d. Phys. **20**, 77, 1906, u. Zeitschr. f. phys. Chem. 1910.

4) Es wäre denkbar, man könnte durch Berechnung des auf ein einzelnes Molekül entfallenden Betrages zu einer Methode der Ermittelung des Molekulargewichts im festen kristallisierten Zustand gelangen.

1) Eine Täuschung kann natürlich bei Durchsicht hervorgebracht werden durch Farbreste über oder unter den Kristallen.

Digitized by Google

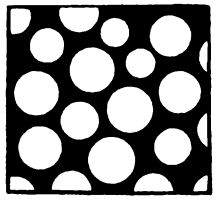


Fig. 2.

der Lösung, namentlich wenn man durch Bewegen des Deckglases die Mischung befördert.

Versetzt man reine Schmelze von Paraazoxyanisol mit Sporen von Lykoperdon, so daß diese gleichmäßig in der Masse verteilt sind und frei schwimmen, wobei sie in geringem Maße Brownsche Wimmelbewegung zeigen, so werden sie, sobald die Temperatur unter den Umwandlungspunkt in die flüssig-kristallinische Modifikation sinkt, gegen die begrenzenden Glasflächen gedrängt und erscheinen nun in fester Lage, da sie durch Reibung an diesen Flächen an der Bewegung gehindert werden. Natürlich hindern sie auch das Zustandekommen einer regelmäßigen Orientierung in der kristallinischen Flüssigkeit, welche sonst, falls sie nicht zugegen sind, durch die an den Glaswänden haftenden dünnen Schichten fester Moleküle hervorgebracht wird[1]). Daher erscheint nun die Flüssigkeit wesentlich trüber als gewöhnlich. Gleiches gilt für rote Fettfarbe usw. Es ist mir nicht gelungen, einen feinzerteilten oder kolloidalen Stoff zu finden, der sich in einer kristallinischen Flüssigkeit suspendieren ließe; man kann sagen, die flüssigen Kristalle besitzen ein Selbstreinigungsvermögen von ähnlicher Art wie die festen, so daß man flüssig-kristallinische Stoffe durch Umkristallisieren (als flüssige Kristalle) ganz ebenso reinigen kann, wie fest kristallinische durch Umkristallisieren (als feste Kristalle). Es gibt keine flüssig-kristallinischen kolloidalen Lösungen[2]).

Auch flüssig-kristallinische kristalloide Lösungen sind im allgemeinen nicht möglich, wenn auch entsprechend den isomorphen Mischungen fester Kristalle die Bildung flüssig-kristallinischer Mischkristalle (sogar in allen Verhältnissen) nicht ausgeschlossen ist. Nur in wenigen Fällen ist es mir gelungen, flüssige Kristalle künstlich zu färben, z. B. Paraazoxyphenetol mit Paraazophenetol oder Alizarin[3]). Die Färbung ist dann meist eine dichroitische, ein Beweis dafür, daß die Einlagerung der fremden Moleküle regelmäßig orientiert stattfindet; in manchen Fällen wird aber die Struktur der flüssigen Kristalle erheblich gestört, z. B. bei Zumischung von Kolophonium, wodurch, wie schon oben bemerkt, Rotation der Tropfen, Drehung der Polarisationsebene sowie der Richtung stärkster Absorption, Verdrehung der sichtbaren Struktur usw. hervorgerufen wird, während in andern Fällen Verminderung der Doppelbrechung und Neigung zur Bildung pseudoisotroper Schichten durch Wirkung der angrenzenden Glasflächen zu beobachten ist.

Insofern sich die Kristalltropfen aus einer Lösung oder aus der isotropen Schmelze ausscheiden, ist ihre Selbstreinigung leicht verständlich. Mischt man z. B. Lykopodium oder Lykoperdonsporen mit einer konzentrierten heißen Lösung von Phenol in Wasser, welche sich beim Abkühlen in zwei Schichten teilt, eine wasserreiche und eine wasserarme, so sammeln sich die Sporen alle in der letzteren Schicht, die erstere wird davon völlig befreit, offenbar weil die Adhäsion zur phenolreichen Lösung eine größere ist. So wird also die Selbstreinigung der aus Lösungen sich ausscheidenden flüssigen Kristalle wenigstens zum Teil darauf beruhen, daß isotrope Flüssigkeiten stets größere Adhäsion zu den in Betracht kommenden feinen Partikelchen haben, dieselben leichter „benetzen" als die flüssigen Kristalle.

In einer einzigen reinen kristallinischen Flüssigkeit können vereinzelte Körperchen unzweifelhaft ebenso schwebend erhalten werden wie in jeder andern Flüssigkeit; sind es aber viele kleine Partikelchen, so ballen sich dieselben merkwürdigerweise ebenso zusammen wie bei Vorhandensein eines Lösungsmittels, es findet Ausflockung, Agglutination, Koagulation oder Sedimentation statt, wie wenn die Partikelchen mit einer dünnen Haut einer zweiten Flüssigkeit überzogen wären, von welcher sie benetzt werden, während die Adhäsion zu den flüssigen Kristallen eine geringe ist. Man kann dies leicht bei Paraazoxyanisol beobachten, wenn man eine kleine Menge ohne Deckglas auf einem Objektträger schmilzt, erstarren läßt, über einer kleinen Terpentinölflamme etwas berußt und nun unter Deckglas abermals schmilzt und durch Hin- und Herschieben des Deckglases gleichmäßige Ver-

1) O. Lehmann, Wied. Ann. **41**, 528, 1890; Flüssige Kristalle, S. 58.

2) Man vergleiche hierzu die sogen. Emulsionstheorie flüssiger Kristalle, s. O. Lehmann, Zeitschr. f. Elektrochemie 11, 955, 1905, u. diese Zeitschr. **8**, 42, 1907.

3) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **8**, 908, 1902; **16**, 160, 1905. Aufnahme von Azobenzol und andern isotrop schmelzenden Stoffen bewirkt Verminderung der Doppelbrechung. Zusatz von Cholesterylbenzoat und ähnlichen Verbindungen ergibt flüssige Mischkristalle, deren Doppelbrechung sich entsprechend dem Mischungsverhältnis (wenn auch nicht proportional) ändert, wie man nach meinem Verfahren der Newtonschen Ringe (Ann. d. Phys. **18**, 796, 1905) leicht ermitteln kann. Mit Studien hierüber, sowie über die Oberflächenspannung, innere Reibung und Dampftension solcher Mischungen (ebenfalls nach vereinfachtem mikroskopischen Verfahren) bin ich zurzeit noch beschäftigt.

Digitized by Google

teilung der Rußpartikelchen in der isotropen Schmelze herbeiführt. Sobald die Umwandlung in die flüssig-kristallinische Masse eintritt, erfolgt die Ausflockung der Rußteilchen[1]).

Da es sich um eine charakteristische Eigentümlichkeit der kristallinischen Flüssigkeiten handelt, welche den amorphen Flüssigkeiten fehlt[2]), wird man die Ursache der Selbstreinigung in der für diese Flüssigkeiten ebenfalls charakteristischen Eigenschaft der Homöotropie suchen müssen, der Wirkung der molekularen Richtkraft. Diese verhindert z. B., daß eine verschieden orientierte Partie in einem flüssigen Kristall auf die Dauer eingeschlossen bleibt; eine solche wird gewissermaßen hinausgedrängt und währenddessen allmählich in gleiche Richtung gebracht (spontane Homöotropie[3])). Die zum Raumgitter vereinigten Moleküle üben derartige Kräfte aus, daß ein falsch orientiertes oder fremdartiges Molekül, vereinzelte Ausnahmen (Zwillingsstellung, Isomorphismus usw.) abgerechnet, falls es einzudringen versucht, nicht in den Verband aufgenommen, sondern durch die stärker herangezogenen gleichartigen und gleich orientierten Moleküle hinausgeschoben wird. Ähnlich müssen wohl auch Molekülkomplexe oder kleine sichtbaren Partikelchen verdrängt werden[4]). Amorphe Flüssigkeiten, welche als Gemenge verschiedenartiger Moleküle aufzufassen sind (s. Flüssige Kristalle, S. 237), also keine Homöotropie besitzen, vermögen sich aus letzterem Grunde nicht von suspendierten Partikelchen zu befreien, darum gibt es amorphe kolloidale Lösungen und nur solche.

1) Einen für solche Beobachtungen bei konstanter Temperatur recht brauchbaren elektrisch heizbaren Objekttisch nach Jentsch liefern die optischen Werke E. Leitz in Wetzlar zu 35 M.

2) Somit in zweifelhaften Fällen zur Entscheidung dienen kann, z. B. ob eine isotrope Flüssigkeit amorph oder regulär kristallinisch ist (vgl. O. Lehmann, Wied. Ann. **40**, 401 u. **41**, 525, 1890).

3) Vgl. O. Lehmann, Zeitschr. f. phys. Chem. **5**, 427, 1881; Flüssige Kristalle, S. 36 und 69.

4) Auch diese neue vermittelte Eigenschaft der flüssigen Kristalleist ein Beweis gegen die sog. Emulsionstheorie, denn Emulsionen zeigen kein derartiges Verhalten.

Karlsruhe, Techn. Hochschule.

(Eingegangen 29. Dezember 1909.)

Analytische Berechnung der Konzentration der dampfförmigen Phase binärer Flüssigkeitsgemische.

Von Rudolph Plank.

Für den Fall zweier unabhängiger Bestandteile in zwei Phasen, wie z. B. Flüssigkeit und Dampf bei binären Gemischen, können zwei von den vier veränderlichen Größen: Druck (P), Temperatur (T), Konzentration der Flüssigkeit (c') und des Dampfes (c'') willkürlich gewählt werden, wodurch die beiden anderen eindeutig bestimmt sind. So entsprechen jedem Wertepaar von Druck und Temperatur ganz bestimmte Zusammensetzungen der Flüssigkeit und des Dampfes. Die beiden Konzentrationen lassen sich jedoch nicht ohne weiteres rechnerisch aus Druck und Temperatur ermitteln. Es bieten sich aber im allgemeinen keine Schwierigkeiten, den Gehalt der Flüssigkeit an beiden Komponenten durch eine chemische Analyse festzustellen, was dagegen für die Dampfphase mit nicht unbeträchtlichen Schwierigkeiten verbunden ist, besonders dann, wenn die Dampfdrucke der reinen Komponenten nur wenig voneinander verschieden sind. Alle Beziehungen, die eine Berechnung der Dampfkonzentration ermöglichen, gelten nur unter gewissen beschränkenden Annahmen, die, streng genommen, nur selten zutreffen; es ist dies vor allem die Annahme der Gültigkeit des idealen Gasgesetzes für die Dampfphase[1]), ferner des Raoultschen und Henryschen Gesetzes für die Partialdrucke und schließlich die Annahme einer sehr verdünnten Lösung.

Wir wollen von allen diesen Annahmen absehen und eine ganz allgemein geltende Beziehung herzuleiten suchen, welche uns ermöglichen würde, die Dampfkonzentration direkt zu berechnen, wenn nur beide Komponenten in ihrem thermischen Verhalten und ihren Beziehungen gegeneinander genügend bekannt sind.

Benutzt man für die Ermittelung des thermodynamischen Gleichgewichts die Funktion

$$\Phi = S - \frac{U + APv}{T},$$

wo S die Entropie, U die innere Energie, v das spezifische Volumen und $A = \frac{1}{427}$ das mechanische Wärmeäquivalent bedeuten, so lautet die Gleichgewichtsbedingung dahin, daß für jede virtuelle Verschiebung des Gleichgewichts die Variation

$$\delta\Phi = 0$$

wird. Von dieser Bedingungsgleichung ausgehend gelangt M. Planck[2]) zu zwei Differentialgleichungen, durch welche die vier Differentiale dP, dT, dc' und dc'' eines binären Gemisches aneinander geknüpft sind, und welche lauten:

1) Auch der sonst sehr allgemeinen Duhem-Margulesschen Gleichung liegt das Gasgesetz zugrunde.

2) M. Planck, Vorlesungen über Thermodynamik, 2. Aufl., S. 191.

Digitized by Google

$$\left.\begin{aligned} \frac{w_1}{T^2}dT - \frac{A s_1}{T}dP - \varphi' dc' + \varphi'' dc'' = 0 \\ \frac{w_2}{T^2}dT - \frac{A s_2}{T}dP + \varphi' \frac{dc'}{c'} - \varphi'' \frac{dc''}{c''} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Dabei bedeutet w_1 das Verhältnis der von außen zugeführten Wärme zu der aus der ersten in die zweite Phase übergehenden Masse der ersten Komponente, also etwa die Wärme, welche nötig ist, um 1 kg des ersten Bestandteils aus der Lösung in den Dampf überzuführen; s_1 ist die damit verbundene Volumsvergrößerung. Ebenso beziehen sich w_2 und s_2 auf den Übergang der zweiten Komponente aus der Lösung in den Dampf. Die Größen φ' und φ'' hängen mit der Funktion Φ und den Gewichtsmengen g' und g'' beider Komponenten im Dampf und in der Flüssigkeit zusammen, so zwar, daß

$$\varphi' = g_1' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial g_1' \cdot \partial g_2'} \quad \text{und} \quad \varphi'' = g_1'' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial g_1'' \cdot \partial g_2''}$$

ist. Diese Größen spielen hier keine Rolle und fallen im weiteren aus der Rechnung heraus.

Eliminiert man aus den Gleichungen (1) das Differential dc'' so ergibt sich die Gleichung

$$\left.\begin{aligned} A(s_1 + c'' s_2) T dP - \left(\frac{c''}{c'} - 1\right) T^2 \varphi' dc' \\ - (w_1 + c'' w_2) dT = 0. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Zwischen den Größen P, T und c' besteht nun, allgemein gesprochen, ein funktioneller Zusammenhang von der Form

$$T = f(P, c').$$

Differenziert man diese Gleichung, so wird

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{c'} dP + \left(\frac{\partial T}{\partial c'}\right)_P dc'.$$

Schreiben wir die Gleichung (2) daneben in der Form

$$dT = \frac{A(s_1 + c'' s_2)}{w_1 + c'' w_2} dP - \frac{\varphi'(c'' - c') T^2}{c'(w_1 + c'' w_2)} dc',$$

so ergibt sich durch Vergleich der Koeffizienten von dP:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_{c'} = \frac{A(s_1 + c'' s_2) T}{w_1 + c'' w_2}$$

oder

$$w_1 + c'' w_2 = A(s_1 + c'' s_2) T \left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{c'}. \quad (3)$$

Dies ist eine lineare Gleichung zur Berechnung von c''; sie stellt die Verallgemeinerung der bekannten Clausius-Clapeyronschen Gleichung dar[1]), welche für die reinen Komponenten lautet:

$$w = A s T \frac{\partial P}{\partial t},$$

wobei w die Verdampfungswärme darstellt.

Zur zahlenmäßigen Berechnung von c'' aus Gleichung (3) ist vor allem die genaue Kenntnis der Flüssigkeitskonzentration bei verschiedenen Drucken und Temperaturen erforderlich. Man trägt dann die Kurven $c' = \text{const}$ im P-t-Diagramm auf und bestimmt die Differentialquotienten $\left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{c'}$ am besten mit Hilfe des Wagenerschen Spiegelderivators[1]). Zur Berechnung der Volumsvergrößerung und der zuzuführenden Wärme braucht man ferner exakte Zustandsgleichungen für beide Komponenten und Tabellen für die wichtigsten thermischen Größen. Im Gliede $(w_1 + c'' w_2)$ ist außer der Vermehrung der inneren Energie und des Äquivalentes der äußeren Verdampfungsarbeit noch die Lösungswärme enthalten, deren Größe und Veränderlichkeit ebenfalls bekannt sein müssen.

Die vorstehenden Anforderungen sind z. B. für den technisch wichtigen Fall von Ammoniaklösungen in Wasser recht gut erfüllt; beide Körper sind in bezug auf alle in der Gl. (3) enthaltenen Größen genau untersucht, so daß sich die Dampfkonzentration rechnerisch ermitteln läßt[2]). Die Kenntnis derselben ist von Wichtigkeit für die Beurteilung von Absorptionskältemaschinen, die mit solchen Ammoniaklösungen in Wasser arbeiten und in letzter Zeit wieder häufiger neben den Kompressionskältemaschinen auftreten. Auch für die Betrachtung der Vorgänge bei der fraktionierten Destillation ist die Kenntnis der Dampfkonzentration von Bedeutung.

1) Dieselbe Gleichung folgt auch unmittelbar aus der M. Planckschen Gleichung (2), wenn man bei der Verdampfung von $(1 + c'')$ kg des Gemisches die Konzentration der Flüssigkeit als konstant voraussetzt, also $dc' = 0$ setzt.

1) A. Wagener, diese Zeitschr. **10**, 57—59, 1909.

2) Eine ausführliche Rechnung ist im Aufsatz des Verfassers „Thermodynamische Untersuchung des Vorganges in d. Absorptionskältemaschine auf Grund d. Theorie der binären Gemische" wiedergegeben. Vgl. Zeitschrift für die ges. Kälte-Industrie 1910.

Danzig-Langfuhr, Technische Hochschule.

(Eingegangen 18. Dezember 1909.)

Ein photographisches Verfahren zur affinen Transformation bei beliebigem Vergrößerungs- und Verzerrungsverhältnis.

Von Adolf Schmidt.

Zur Wiedergabe irgendeiner flächenhaften Darstellung in gleichmäßig verändertem Maßstabe besitzt man in der gewöhnlichen photographischen Aufnahme ein ebenso bequemes wie genaues Verfahren, zu dem bei Strichzeich-

Digitized by Google

nungen als weiteres die Umzeichnung durch den Storchschnabel oder Pantographen tritt.

Soll jedoch der Maßstab der Abbildung in zwei zueinander senkrechten Richtungen verschieden, diese also nicht ähnlich, sondern affin sein, so fehlen bisher allgemein brauchbare, annähernd ebenso bequeme Mittel.

Das Rudolphsche Anamorphot würde ein solches Mittel sein, wenn es nicht notwendig einem bestimmten Verzerrungs- und Vergrößerungsverhältnis angepaßt wäre, so daß jede besondere Wahl dieser Werte im allgemeinen ein eigens dafür konstruiertes Objektiv erfordert. Überdies ist bei dem bisher allein praktisch ausgeführten Typus mit einfachen Zylinderlinsen eine hinreichende Verzeichnungsfreiheit nur innerhalb eines ziemlich kleinen Bildwinkelraumes zu erreichen. Dieser Mangel läßt sich allerdings durch die von Abbe angegebene Vervollkommnung des Instruments wesentlich einschränken, und vielleicht könnte man auch bei einiger Herabminderung der an die Bildschärfe gestellten Anforderungen die Einrichtung so umgestalten, daß wenigstens innerhalb gewisser Grenzen eine kontinuierliche Änderung des Verzerrungsverhältnisses möglich wäre. Indessen ist dies bis jetzt nicht geschehen, und auch die angedeutete Möglichkeit einer Ausdehnung des brauchbaren Bildfeldes würde bei einer besonders wichtigen Anwendung — bei der Umzeichnung ausgedehnter Registrierkurven — doch nicht ausreichen.

Was anderseits die mechanisch-graphische Transformation von Strichzeichnungen betrifft, so ließen sich bei Verwendung von Geradführungen allerdings kinematische Anordnungen angeben, die dem Zwecke der affinen Abbildung dienen könnten. Ist aber schon der gewöhnliche Pantograph in der praktischen Anwendung manchmal unbequem, weil die Beweglichkeit des Fahrstiftes außerhalb eines ziemlich beschränkten Feldes nach verschiedenen Richtungen hin verschieden ist, so würden jene theoretisch möglichen Konstruktionen sicherlich noch wesentlich größeren praktischen Schwierigkeiten begegnen.

Diese Schwierigkeiten lassen sich nun aber sehr einfach dadurch beseitigen, daß man die Bewegungen der beiden zugeordneten Punkte in je zwei einander paarweise entsprechende Komponenten — am einfachsten in orthogonale nach den Hauptachsen der Abbildung — zerlegt und nur die eine davon durch den Fahr- und den Zeichenstift vollführen läßt, während die andere (mit Richtungsumkehr) der Unterlage gegeben wird. Besonders in dem bereits erwähnten, bei physikalischen und verwandten Anwendungen häufigsten und wichtigsten Falle, nämlich bei der Umzeichnung von Kurven, die den zeitlichen Verlauf irgendeiner beobachteten Größe darstellen, bei denen also die eine Bewegungskomponente an keiner Stelle rückläufig wird, bietet die praktische Durchführung dieses naheliegenden Gedankens keine Schwierigkeit. Ein hiernach von mir konstruierter Apparat[1]) ist seit mehreren Jahren am Magnetischen Observatorium in Potsdam im Gebrauch. Er dient dazu, die Aufzeichnungen der Variationen der erdmagnetischen Elemente, besonders bei Störungen, auf bestimmte Maßstäbe der Zeit und der Größe zu reduzieren. Es ist dies vor allem wichtig, wenn man die gleichzeitigen Registrierungen an verschiedenen Observatorien in ihren Einzelheiten miteinander vergleichen will. Den einen Hauptbestandteil des Apparates bilden zwei durch eine stetig verstellbare Reibungskoppelung zwangläufig verbundene, durch ein Uhrwerk langsam gedrehte Walzen, auf die die Originalaufnahme und das Papier für die Umzeichnung aufgespannt werden. Der andere Hauptteil sind zwei auf Schienen vor den Walzen entlang laufende kleine Wagen, die den Fahr- und den Zeichenstift tragen, und die gemeinsam mit Hilfe einer einfachen Hebelvorrichtung in einem bestimmten, gleichfalls beliebig variablen Geschwindigkeitsverhältnis bewegt werden. Besonders vorteilhaft ist es, daß sich durch Benutzung einer leichtflüssigen autographischen Tinte auf diesem Wege Kopien erzielen lassen, die einen Umdruck auf den Stein und damit eine einfache und billige Vervielfältigung der Zeichnung gestatten.

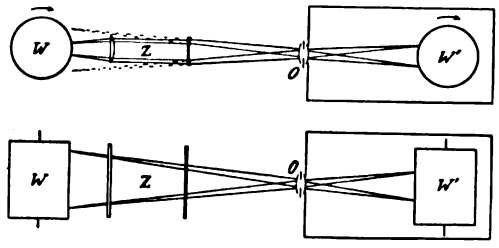
Dasselbe Prinzip läßt sich nun auch auf die photographische Reproduktion anwenden, die in manchen Fällen, besonders wenn es auf eine genaue Wiedergabe auch der feinsten Einzelheiten ankommt, den Vorzug vor der mechanischen Umzeichnung verdient. Nachdem ich schon seit Jahren die Konstruktion eines dazu bestimmten Apparates geplant, aus äußeren Gründen aber immer wieder aufgeschoben hatte, bemerkte ich kürzlich, daß sich die Einrichtung durch eine kleine Abänderung so gestalten läßt, daß sie mit einfachen Mitteln hergestellt werden kann. Dieser Umstand, der die Konstruktion eines besonderen Apparates überflüssig macht, veranlaßt mich, das Verfahren an dieser Stelle zu beschreiben.

In der Originalregistrierung bezeichne die immer wachsende Abszisse x die Zeit, während die Ordinate y die registrierte Größe darstellen

1) Beschrieben in der „Zeitschrift für Instrumentenkunde", Januar 1909, von K. Luyken, der ihn zur Reduktion seiner magnetischen Registrierungen auf Kerguelen (während der Deutschen Südpolar-Expedition) benutzt hat.

Digitized by Google

soll. Verlangt wird eine andere Kurvendarstellung durch einen Punkt $x'y'$ von der Art, daß $x'=nx$, $y'=my$ ist. Die dazu dienende Einrichtung ist in der beigefügten Figur schematisch im Aufriß und Grundriß angedeutet.



W ist eine Walze, die die gegebene Zeichnung (mit der y-Richtung parallel zur Walzenachse) trägt, W' eine zweite Walze, auf die das Papier für die photographische Aufnahme aufgespannt wird. W und W' liegen einander mit parallelen Achsen gegenüber und drehen sich langsam dergestalt, daß die Umfangsgeschwindigkeit von W' gerade n mal so groß ist, wie diejenige von W. (In den meisten Fällen wird eine Verbindung durch einen Schnurumlauf mit Auswechselung der Riemscheiben beim Übergang zu einem andern Maßstabsverhältnis genügen. Soll n stetig verändert werden können, so wird natürlich die Einschaltung eines Getriebes mit Friktionsscheibe oder eine andere, dasselbe leistende Hilfsvorrichtung nötig.)

Vor W befindet sich ein Zylinderlinsensystem Z, das bei Beschränkung auf enge und der Richtung des Hauptschnittes benachbarte Büschel einen Streifen der Zeichnung von der geringen Breite Δx an derselben Stelle virtuell so abbildet, daß in der Ordinatenrichtung der Maßstab erhalten bleibt, während in der Abszissenrichtung die gewünschte Verzerrung, hier also die Verbreiterung auf den Betrag $nx:m=\nu x$ eintritt. (Von dem Einfluß der Dicke der Zylinderlinsen und der Bildkrümmung ist hierbei abgesehen.) Das so erhaltene virtuelle Bild wird dann seinerseits mit Hilfe eines gewöhnlichen photographischen Objektivs O auf W' in m-facher Größe abgebildet.

Das Wesentliche an dem beschriebenen einfachen Verfahren ist der Umstand, daß die Bewegung des Bildpunktes, die vermöge der Abbildung aus derjenigen des Objektpunktes entspringt, mit der Bewegung des Oberflächenpunktes von W', auf den er fällt, übereinstimmt, daß das Bild also relativ zu W' ruht. Die photographische Wirkung summiert sich somit während der ganzen Zeit, die ein Objektpunkt braucht, um die Streifenbreite Δx zu durchlaufen. Da man diese Zeit, theoretisch wenigstens, beliebig verlängern kann, so ist die Möglichkeit gegeben, sowohl diesen Streifen schmal zu wählen, als auch das Objektiv stark abzublenden. Infolgedessen lassen sich die Abbildungsfehler, abgesehen von der besonders zu beseitigenden chromatischen Abweichung, beliebig herabdrücken. Nur in der y-Richtung, in der das Gesichtsfeld eine große Ausdehnung besitzt, bleibt die Möglichkeit einer Verzeichnung bestehen, derzufolge $y'=ny(1+\alpha y^2..)$ mit α als einer kleinen Größe wird. Auf die Frage, ob und wie auch diese beseitigt werden könnte, braucht hier bei ihrem geringen Betrage um so weniger eingegangen zu werden, als in den meisten praktisch vorkommenden Fällen schon die ursprüngliche Ordinate y der physikalischen Größe, die sie darstellen soll, nicht genau proportional ist. Selbst in der Originalaufnahme muß man also gelegentlich zur Auswertung der Ordinaten eine besonders dafür eingerichtete Skala benutzen oder an die unmittelbar gemessenen Größen eine kleine Korrektion anbringen; bei dem Übergang zur transformierten Kurve tritt also keine wesentliche Änderung, sondern nur eine solche im Betrage der Korrektionskoeffizienten ein.

In den meisten Fällen wird es schließlich genügen, statt des Systems Z eine einfache Zylinderlinse von geringer Brennweite (verglichen mit derjenigen von O) zu verwenden, und zwar eine kollektive oder dispansive, je nachdem $\nu>1$ oder $\nu<1$, d. h. $n>m$ oder $n<m$ ist. Der hierbei auftretende, verhältnismäßig starke Astigmatismus der abbildenden Büschel läßt sich in seiner Wirkung durch deren enge Begrenzung in O auf einen praktisch nicht mehr störenden Betrag herabsetzen. Die Benutzung einer solchen einfachen Linse ist besonders dann bequem, wenn auf eine leichte Veränderung des Verzerrungsverhältnisses ν Wert gelegt wird, da diese durch bloße Verschiebung der Linse gegen die Walze W erreicht werden kann, während bei einem zusammengesetzten System Z eine bestimmte Beziehung zwischen den gleichzeitigen Verschiebungen beider Bestandteile eingehalten werden muß.

Die erhaltene Abbildung ist offenbar spiegelverkehrt, was aber im allgemeinen gerade erwünscht sein wird, weil das davon zu nehmende Positiv wieder die richtige Anordnung zeigt. Durch Einschaltung eines bildumkehrenden Prismas in den Strahlengang kann diese Anordnung aber natürlich auch im Negativ erreicht werden.

Auf eine Reihe naheliegender Modifikationen der Einrichtung und des Verfahrens (z. B. die vielleicht manchmal vorteilhafte Zerlegung in zwei Operationen, deren eine wesent-

Digitized by Google

lich die Verzerrung bei stets gleichem n liefert, während die andere $n:m$ nicht mehr ändert, oder die Anwendung auf Fälle, in denen die Unterlage der bildlichen Darstellung ein fortlaufendes Band oder eine Platte ist) braucht wohl kaum hingewiesen zu werden.

Ebenso erscheint es überflüssig, die bei der Aufstellung zu beachtenden Größen- und Lagenbeziehungen, die sich hinreichend genau aus der elementaren Linsengleichung ergeben, hier zu entwickeln. Statt dessen mögen einige Angaben über eine am Observatorium zu Potsdam von meinem Kollegen Herrn Dr. Kühl ausgeführte Prüfung des Verfahrens hinzugefügt werden, die einen Anhalt zur Beurteilung seiner praktischen Verwendbarkeit liefern.

Die Originaldarstellungen (erdmagnetische Störungskurven von 48 und 19 cm Ausdehnung in der x- und der y-Richtung) und das photographische Papier (hochempfindliches Bromsilberpapier) wurden auf die Walzen zweier gleichen Registrierapparate aufgespannt, die unabhängig voneinander durch besondere Uhrwerke in 2,8 oder 24 Stunden um ihre Achse gedreht werden können. Für n ließen sich demgemäß die Werte 1, 3, 4, $^1/_3$ und $^1/_4$ nach Belieben wählen. Die vorwiegend benutzte, nicht achromatische Zylinderlinse von 20 cm Länge hat im Hauptschnitt eine Brennweite von rund 4,5 cm und eine Öffnung von über 3 cm. (Eine andere von größerer Brennweite gab bei $n = 3$, $m = 1$ schon astigmatische Abweichungen von störendem Betrage.) Als Objektiv diente ein Antiplanet von Steinheil von ungefähr 26 cm Brennweite. Zur Beleuchtung wurden zwei Auerbrenner möglichst nahe an W aufgestellt. Für die Einstellung auf Bildschärfe sowohl wie auf die gewünschten Maßstabsverhältnisse wurde (unter Verwendung eines Liniennetzes als Objektes) die Walze W' durch eine Mattscheibe ersetzt.

In einem Falle, der als Beispiel erwähnt werden mag, befand sich die Zylinderlinse 3,3 cm vor der Walze, so daß der virtuelle Bildpunkt eines Kurvenpunktes im Hauptschnitt etwas mehr als 12 cm von der Linse entfernt lag. Es war somit genähert $\nu = 3{,}6$ Die Abstände des Objektivs von W und W' waren andererseits rund 33 und 121 cm, woraus $m = 1:3{,}6$ folgt. Dies ergibt $\nu = \nu m = 1$, d. h. in der Abszissenrichtung im Bilde denselben Maßstab wie im Original, während die Ordinaten auf den Bruchteil 1:3,6 oder 0,28 verringert sind. Die astigmatische Einstellungsdifferenz wurde zu $33.3 - 32{,}7 = 1{,}1$ cm ermittelt, was mit dem aus den vorstehenden Angaben abzuleitenden Werte 0,7 cm hinreichend übereinstimmt. Bei der starken Abblendung des Objektivs auf eine Austrittspupille von etwa 0,6 cm folgt hieraus für die gewählte mittlere Einstellung ein Zerstreuungskreis von kaum 0,1 mm Durchmesser. Statt einer Abgrenzung des Streifens Δx wurde eine damit annähernd gleichwertige Abblendung der Zylinderlinse auf einen Mittelstreifen von 1 cm Breite benutzt. Übrigens ergab sich auch bei Ausnützung der vollen Öffnung noch eine während der Bewegung genügend konstante Strahlenvereinigung. Beide Walzen vollführten eine Umdrehung in zwei Stunden; ebensolang war die für die Reproduktion des ganzen Blattes gebrauchte Zeit. Jedes Flächenelement war also in diesem Falle, in dem es eine Verkleinerung auf etwa $^1/_4$ erfuhr, ungefähr zwei Minuten lang wirksam beleuchtet. Hieraus läßt sich leicht für andere Fälle ein erster Anhalt zur genäherten Vorausbestimmung der zweckmäßigsten Umfangsgeschwindigkeit der Walzen gewinnen.

Potsdam, November 1909.

(Eingegangen 2. Dezember 1909.)

Über die Bildung von Ozon unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes. (Sur la production d'ozone sous l'influence de la lumière ultraviolette.)

Von Edm. Van Aubel.

Lenard[1]) war der erste, der im Jahre 1900 beobachtete, daß das ultraviolette Licht die Luft ozonisiert. Goldstein[2]), Regener[3]), Franz Fischer und F. Braehmer[4]) haben dieses Ergebnis bestätigt.

Franz Fischer und F. Braehmer haben den Einfluß der verschiedenen Faktoren auf die Ozonbildung untersucht, insbesondere die Bedeutung der Temperatur des Gases. Dagegen hat Regener gezeigt, daß das ultraviolette Licht nicht nur in dem Sinne auf den Sauerstoff wirkt, daß es ihn ozonisiert, sondern daß es auch das gebildete Ozon desozonisiert, so daß sich ein Gleichgewicht zwischen dem Sauerstoff und dem Ozon im ultravioletten Licht herstellt.

Es schien sonach, daß die Bildung von Ozon unter dem Einflusse des ultravioletten Lichtes als eine ganz feststehende Erscheinung angesehen werden könnte, als zwei Veröffent-

1) Eder, Photochemie, 3. Aufl., 1906, S. 110, 111.
2) Goldstein, Chem Ber. **36**, 3042, 1903.
3) Sitzungsber. d. Kgl. preuß. Akad. d. Wiss., Berlin, 1904, S. 1228.
4) Franz Fischer und F. Braehmer, diese Zeitschr. **6**, 576, 1905; **7**, 312, 1906.

Digitized by Google

lichungen von H. Bordier und T. Nogier[1]) über den Geruch erschienen, den die Luft annimmt, wenn sie den von der Quecksilberdampflampe ausgesandten ultravioletten Strahlungen ausgesetzt wird.

Bordier und Nogier unterwarfen das Wasser, mit dem die bestrahlte Luft gewaschen worden war, verschiedenen Analysen und konnten trotz der Empfindlichkeit der angewandten Reagenzien nicht die geringste Spur von Ozon nachweisen. Sie haben dann eine Erklärung für den „rein subjektiven" Geruch eines von der Quecksilberdampflampe bestrahlten Gases gegeben.

Franz Fischer[2]) hat kürzlich die Versuche von Bordier und Nogier kritisiert. Ich habe Gelegenheit gehabt, über diese Frage einige Versuche anzustellen, die mir entscheidend zu sein scheinen, und ich erachte es für zweckmäßig, sie hier anzugeben.

Eine Quecksilberdampflampe aus Quarzglas von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft zu Berlin von der für Beleuchtungszwecke benutzten Form diente zu meinen Versuchen. Diese Lampe ist mit einer großen Schutzglocke aus Glas versehen. Ich habe die Gegenwart des Ozons in einer Flüssigkeit nachzuweisen versucht, die von dem Brennkörper der Lampe bestrahlt worden war. Bekanntlich löst sich Ozon nicht in Wasser, sondern wirkt auf diese Flüssigkeit in dem Sinne, daß es Wasserstoffsuperoxyd ergibt. Im Hinblick auf die Ergebnisse der beiden französischen Gelehrten schien mir die Verwendung einer Flüssigkeit, die große Mengen Ozon zu lösen vermag, unerläßlich.

Ich stellte einen Porzellanbehälter mit Olivenöl, das Ozon leicht löst[3]), in die Glasglocke der Quecksilberdampflampe, etwa 25 cm von dem Quarzbrennkörper entfernt. Nach Verlauf von $2\,^1/_4$ Stunden war dieses Öl vollkommen farblos geworden. Es wurde dann aus der Glocke herausgenommen, und nach dem Abkühlen wurde eine Probe davon mit einer Lösung von Jodkaliumstärkekleister geschüttelt. Das Reagens wurde nach 45 Minuten ganz deutlich blau. Nicht bestrahltes Olivenöl ergab unter denselben Bedingungen, selbst nach mehreren Tagen, keinerlei Färbung.

Ich stellte den gleichen Versuch in der Weise an, daß ich käufliches Petroleum den ultravioletten Strahlen aussetzte. Nach fünf Stunden wurde diese Flüssigkeit gelb und ergab bei Behandlung mit der Jodkaliumstärkekleisterlösung nach fünf Minuten eine ganz ausgesprochen blaue Färbung. Eine Röhre, die zum Vergleich nicht bestrahltes Petroleum enthielt, lieferte mit demselben Reagens keine blaue Färbung[1]).

Terpentinöl ist für diesen Versuch nicht recht verwendbar, weil es fast immer ozonisiert ist.

Nach den mit dem Olivenöl und mit dem Petroleum erzielten Erfolgen stellte ich einen Porzellanbehälter mit destilliertem Wasser in das Innere der Glasglocke der Quecksilberdampflampe, und zwar in denselben Abstand von dem Quarzbrenner wie zuvor. Das Wasser wurde vierzehn Stunden lang den ultravioletten Strahlen ausgesetzt. Ich ließ es dann abkühlen und bediente mich zum Nachweise der Gegenwart von Wasserstoffsuperoxyd der Wirkung dieses Stoffes auf die photographische Platte. Die Untersuchungen von Precht und Otsuki[2]) haben die außerordentliche Empfindlichkeit dieser Wirkung dargetan. Ich brachte also in zwei identische Kristallisierschalen einerseits das bestrahlte Wasser, andererseits Wasser, das aus dem Laboratorium entnommen war. Die Kristallisierschalen wurden mit derselben photographischen Platte bedeckt und das Ganze vor Licht geschützt. Nach zwei Tagen wurde die photographische Platte entwickelt: Nur das bestrahlte Wasser hatte auf sie eingewirkt.

Es muß daran erinnert werden, daß Miroslaw Kernbaum[3]) unter Verwendung weniger empfindlicher Methoden als der eben erwähnten nachgewiesen hat, daß die ultravioletten Strahlen Wasser unter Bildung von Wasserstoffsuperoxyd zersetzen.

Schließlich habe ich noch einen letzten Versuch angestellt: Auf den Boden einer flachen Porzellanschale wird ein Stück Filtrierpapier gelegt, das mit Jodkaliumstärkekleisterlösung getränkt ist. Parallel zu dem Blatt Filtrierpapier und in einer Entfernung von etwa 1,2 mm von diesem, bringt man eine 4 mm dicke Quarzplatte an. Die Schale wird auf den Boden der Glasglocke der Quecksilberdampflampe gestellt und das Filtrierpapier den ultravioletten Strahlen ausgesetzt. Diese durchdringen den Quarz, aber die Luft, die in der Glocke enthalten ist und ozonisiert wird, kann nicht gut unter der Quarz-

1) C. R. **147**, 354, 1908. — Arch. d'électricité médicale, Bordeaux, **16**, 799, 1908.
2) Diese Zeitschr. **10**, 453, 1909.
3) Dammer, Handbuch der anorganischen Chemie **4** 128.

1) In einer demnächst erscheinenden Mitteilung wird von der Wirkung des dem Sonnenlichte ausgesetzt gewesenen käuflichen Petroleums auf die photographische Platte die Rede sein.
2) Zeitschr. f. phys. Chemie **52**, 236, 1905.
3) C. R. **149**, 273, 1909.

Digitized by Google

platte hindurchstreichen, während sie auf das Filtrierpapier an den nicht durch diese Platte geschützten Stellen ungehindert einwirken kann. Man stellt denn auch nach Verlauf von zwei Minuten fest, daß das Filtrierpapier nur an den Stellen kräftig blau geworden ist, die nicht unter der Quarzplatte liegen.

(Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. November 1909.)

Ein neues Drehspul-Zeigergalvanometer.

Von M. Mohs.

Im folgenden soll auf ein Zeigergalvanometer der Drehspultype hingewiesen werden, dessen hohe Empfindlichkeit und eigenartige Konstruktion einiges Interesse verdienen dürfte.

Da Spiegelgalvanometer stets genau nach der Wasserwage eingestellt werden müssen, so ist für ihre Verwendung außerhalb der Laboratorien die Mitnahme eines besonderen Stativs erforderlich, und hierdurch wird — bei häufigem Wechsel des Standortes oder bei erschwerter Aufstellungsmöglichkeit — die Messung etwas unbequem und zeitraubend. Es ist daher der Wunsch nach einem Galvanometer begreiflich, welches keiner besonderen Aufstellung bedarf und das trotzdem noch genügend Empfindlichkeit besitzt, um in vielen Fällen ein Spiegelinstrument ersetzen zu können. Diesen beiden Anforderungen will das zu beschreibende Galvanometer genügen.

Wenn man nach einem unabhängig von der Aufstellung benutzbaren Instrument sucht, wird man in erster Linie an ein solches denken, dessen System zwischen Spitzen gelagert ist. Für Galvanometer ist diese Art aber nur dann verwendbar, wenn man — um die gewünschte Empfindlichkeit zu erreichen — die als Gegenkraft dienenden Spiralfedern sehr schwach nimmt. Es besteht dann natürlich die Gefahr, daß die kleinen Direktionskräfte die Drehspule nicht mehr sicher zurückführen, wenn — wie beim Gebrauch fast unvermeidlich — die Stein- und Spitzenlagerung etwas abgenutzt ist. Aus diesem Grunde ist auch bei dem vorliegenden Galvanometer auf die Spitzenlagerung verzichtet und dafür ein aufgehängtes System gewählt worden, bei dem aber durch eine neuartige Anordnung die für ambulanten Gebrauch unerwünschten Eigenschaften der aufgehängten Systeme vermieden sind. Wie aus Fig 1, welche die Konstruktion schematisch wiedergibt, zu ersehen, ist das die

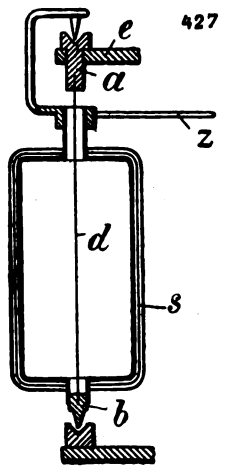


Fig. 1.

Spule tragende Metalldrähtchen oder Band *d* mit dieser bei *b* verbunden, während das andere Ende von *d* an der Brücke bei *a* befestigt ist. Im Gegensatz zu den bisher bekannten, aufgehängten Systemen ist die Aufhängestelle also nicht ober-, sondern unterhalb des Schwerpunkts der Spule gelegt worden. Bei dieser eigenartigen Anordnung konnte das Aufhängeband relativ lang werden, ohne daß sich dadurch der Aufbau des ganzen Instrumentes erhöht hätte, oder die Anwendung eines Schlotes oder Domes nötig gewesen wäre. Da sich das System infolge seiner Aufhängung im tiefsten Punkte im labilen Gleichgewicht befindet, so mußte eine Einrichtung vorgesehen werden, die dem Bestreben der Spule, umzukippen, entgegenwirkt. Zu diesem Zwecke ist der Rahmen mit einem gekröpften Arm verbunden, der in eine feine Stahlspitze ausläuft, welche frei in einem senkrecht über der Drahtbefestigung befindlichen Lager *a* spielt. Zur besseren Zentrierung des Systems endet auch die untere Befestigungsstelle *b* in einer Spitze, die gleichfalls von einem Ringlager umgeben ist. Die Spitzen und Steinlager dienen aber nicht etwa dazu, den Rahmen zu tragen, wie man nach dem Vorgang der technischen Drehspulinstrumente vermuten könnte, sondern sie haben nur den Zweck, Kippungen und Pendelungen zu begrenzen, während die Spule ausschließlich von dem Aufhängedraht schwebend gehalten wird. Dadurch, daß die Spitzen vom Gewicht des Systems entlastet sind, können sie sich nur ganz leicht gegen die Steinlager anlehnen und infolgedessen auch keine merkliche Reibung verursachen, wie sich dies auch bei den nach diesem Prinzip gebauten Instrumenten gezeigt hat. Infolge des langen Aufhängebandes verursachen auch langdauernde, große

Digitized by Google

Ablenkungen keine störenden elastischen Nachwirkungen, so daß das Galvanometer gleich gut für Nullmethoden wie für Ausschlagsmethoden zu verwenden ist. Die mit der Konstruktion angestrebte Unabhängigkeit des Instruments von einer genauen Einstellung in die Horizontale hat sich gut erreichen lassen. Neigungen des Galvanometers bis etwa 10 Grad beeinträchtigen noch nicht die freie Beweglichkeit der Drehspule, so daß man Messungen auf jeder nur einigermaßen ebenen Unterlage — evtl. auch das Instrument in der Hand haltend — vornehmen kann.

Es seien nun noch die Daten über eine speziell für hohe Spannungsempfindlichkeit hergestellte Galvanometertype aufgeführt.

Der Klemmenwiderstand beträgt etwa 3 Ohm. Im ungedämpften Zustand hat das Galvanometer eine Schwingungsdauer von 3,4 Sekunden. Bei einem äußeren Schließungskreis von etwa 9 Ohm wird der Ausschlag aperiodisch, so daß also ca. 12 Ohm den Widerstand für den aperiodischen Grenzfall darstellen. Da das Instrument für einen Ausschlag von einem Bogengrad einen Strom von 0,0000026 Amp. benötigt, so berechnet sich hieraus die Voltempfindlichkeit zu 0,000031 Volt.

Fig. 2 gibt das Bild eines kleineren Modells, welches bei 280 Ohm eine Stromempfindlichkeit

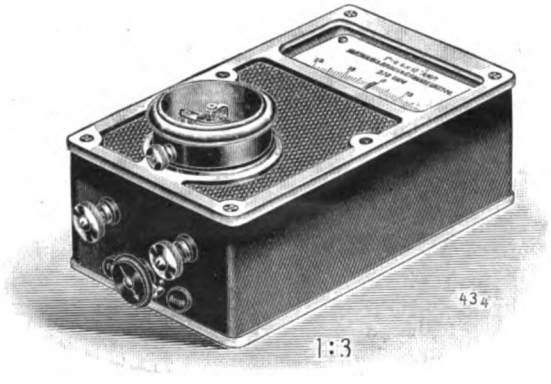


Fig. 2.

von 0,00000032 Amp. pro Bogengrad besitzt. Da die Entfernung zwischen zwei Teilstrichen ca. 1,5 mm beträgt, so läßt sich bei beiden Typen noch der zehnte Teil dieser Werte bequem schätzen.

So vereinigt diese der Firma Hartmann & Braun A.-G. in Frankfurt a. M. durch Gebrauchsmuster geschützte Konstruktion auf einer mittleren Linie manche Vorzüge der aufgehängten mit denen der in Spitzen gelagerten Systeme, indem sie bei ausreichender Empfindlichkeit einerseits eine besondere Aufstellung unnötig macht und andererseits eine nachträglich eintretende Verschlechterung der Lagerung und die damit verbundene, unsichere Einstellung bzw. verminderte Empfindlichkeit ausschließt.

(Eingegangen 27. November 1909.

Regelmäßige Folgen unregelmäßiger Brechung in der Sonne.

(Regular consequences of irregular refraction in the sun.)

Von W. H. Julius.

Die auf unserer Netzhaut oder in der Brennebene eines Fernrohres erzeugten Bilder können wir als geometrische Projektionen lichtemittierender Objekte ansehen. Unsere Vorstellung von dem Objekte, wie wir sie aus der Gestalt des Bildes herleiten, beruht auf der Gültigkeit dieser Regel. Wenn sie nicht mehr gültig ist, wenn beispielsweise die Strahlen beim Durchgange durch eine wirbelnde Luftmasse gekrümmt werden, so daß sie nicht mehr homozentrische Strahlenbündel bilden, so wird uns die Lichtverteilung in der Brennebene eine falsche Vorstellung von dem Objekte geben. Was wir dann beobachten, ist kein „Bild".

Wir können nicht wohl daran zweifeln, daß Strahlen beim Durchgange durch ausgedehnte gasförmige Teile von Himmelskörpern in unregelmäßiger Weise von der geraden Linie abweichen. Wenn wir solche Strahlen in einem Fernrohre auffangen, so bilden sie kein Bild der Lichtquelle. Wir müssen indessen unsere Schlüsse in betreff der Verteilung der Materie und anderer örtlicher Verhältnisse in der Sonne von den in der Brennebene sichtbaren Erscheinungen herleiten. Bei der Deutung dieser Erscheinungen sind wir daher gezwungen, dem wahrscheinlichen Verlauf der Strahlen innerhalb des betrachteten Himmelskörpers Rechnung zu tragen.

Die meisten Forscher auf dem Gebiete der Sonnenphänomene haben dies bislang nie für nötig erachtet. Man spricht von Sonnenflecken, Fackeln, Flocculi, Protuberanzen, als wenn sie leuchtende „Objekte" wären, von denen uns unsere Fernrohre die geometrisch projizierten „Bilder" zeigen. Das schließt die Voraussetzung ein, daß die Krümmung der Strahlen

Digitized by Google

in der Sonne zu unbedeutend ist, um irgendwelchen beträchtlichen Einfluß auf die Erscheinung zu haben.

Die Astrophysiker können natürlich nur schwer ihren unbegrenzten Glauben daran aufgeben, daß sie es mit optischen Bildern realer Objekte zu tun haben, solange nicht sehr kräftige Beweise für das Gegenteil erbracht werden. Allerdings möchte es auf den ersten Blick scheinen, als würde uns ein solcher Verlust des Vertrauens zu den gewohnten Formen jegliche Handhabe für die Erscheinungen an der Sonne rauben und alle unsere Begriffe ins Ungewisse verweisen. Aber wir müssen diesen Schritt nichtsdestoweniger tun, und wir wollen versuchen, zu zeigen, daß der neue Weg uns nicht ins Ungewisse führt, sondern im Gegenteil zu ganz bestimmten Begriffen, durch die sich der Zusammenhang der hauptsächlichen Erscheinungen an der Sonne klar darstellen läßt.

Über den vermutlich in der Sonnenatmosphäre vorhandenen Grad der Brechung.

Wir stellen uns die Sonne als eine glühende Masse vor, die von einer gasförmigen Hülle, welche wir die „Sonnenatmosphäre" nennen wollen, umgeben ist. Ob diese letztere allmählich oder plötzlich in den Hauptkörper übergeht, spielt einstweilen keine Rolle. Die Bestandteile der Atmosphäre können gründlich gemischt sein, aber die mittlere Zusammensetzung und Dichte des Gemisches wird sich längs des Radius ändern. In der vorliegenden Arbeit wollen wir nur den Einfluß behandeln, den das selektiv absorbierende Gasgemisch, welches die Sonnenatmosphäre bildet, auf das seitens der tiefer gelegenen Schichten der Sonne emittierte weiße Licht ausübt. Vielleicht bestehen örtliche Anhäufungen einzelner Gase; wir wollen diese Möglichkeit jetzt außer Betracht lassen. Ebensowenig wollen wir im folgenden die Tatsache beachten, daß selektive Strahlung seitens der Sonnenatmosphäre in merklichem Grade zu dem beobachteten Sonnenlichte beitragen kann.

Außer in der Richtung des Radius wird sich die Dichte sicherlich auch in anderen Richtungen ändern, und zwar wegen der Bewegung der Gase in unregelmäßiger Weise. Der fragliche Punkt ist folgender: Können wir vernunftgemäß das Vorhandensein von Gradienten der Dichte annehmen, die genügend groß sind, um irgendwelche beträchtliche Brechungseffekte hervorzubringen?

Wenn in der Sonne unregelmäßige Gradienten der Dichte auftreten, die ihrer Größe nach mit dem vertikalen Gradienten in unserer Erdatmosphäre nahe der Oberfläche,

$$\left(\frac{d\Delta}{ds} = 16 \times 10^{-10}\right),$$

vergleichbar sind, so muß die Lichtverteilung über die Sonnenscheibe dadurch bereits durchaus merklich beeinflußt werden. Wir haben nämlich in Gasen zwischen dem Gradienten $\frac{d\Delta}{ds}$, der Brechungskonstante oder dem spezifischen Brechungsvermögen $R = \frac{n-1}{\Delta}$ und dem Krümmungsradius ϱ der senkrecht zum Gradienten verlaufenden Strahlen die angenäherte Beziehung [1]):

$$\frac{d\Delta}{ds} = \frac{1}{R\varrho}.$$

Nehmen wir an, daß der mittlere Wert von R in dem Gemisch nicht allzusehr von 0,5 verschieden ist, so ergibt sich aus unserer Gleichung:

$$\varrho = 1{,}25 \times 10^9 \text{ cm}.$$

Das bedeutet, daß der Krümmungsradius der rechtwinkelig zu dem angenommenen Gradienten fortschreitenden Strahlen kleiner ist als ein Fünfzigstel des Halbmessers der Photosphäre ($r = 7 \times 10^{10}$ cm). Selbst innerhalb einer verhältnismäßig dünnen Schicht der Sonnenatmosphäre kann daher das aus tieferen Schichten kommende Licht seine Richtung sehr merklich ändern.

Dieser Schluß gilt a fortiori für Schichten, in denen der Druck mehrere Atmosphären beträgt, weil dort die Gradienten gleichfalls wahrscheinlich den angenommenen Wert überschreiten.

Und die Bedeutung der Strahlenkrümmung wächst wiederum stark für solche Wellen, die der nächsten Umgebung von Absorptionslinien angehören. Diese Wellen erleiden anomale Dispersion. Für sie kann die Brechungskonstante des absorbierenden Gases mehrere hundertmal größer sein als 0,5. Selbst wenn dieses Gas nur einen kleinen prozentischen Bruchteil des Gemisches ausmacht, und demzufolge auch die Gradienten seiner Dichte nur einen geringen prozentischen Bruchteil von denen der Atmosphäre ausmachen, selbst dann wird daher das in Rede stehende Licht stärker gekrümmt werden als normal gebrochene Strahlen. Seine Krümmungshalbmesser werden in der Tat im Vergleich mit dem Halbmesser der Photosphäre sehr klein sein, und viel klei-

1) Proc. Roy. Acad. Amsterdam **9**, 352, 1906. — Astrophys. Journ. **25**, 107, 1907.

Digitized by Google

nere Gradienten als der oben angenommene würden bereits genügen, um bei derartigen Wellen sehr ausgesprochene Brechungseffekte hervorzubringen.

Über den Einfluß einer örtlichen Verdünnung oder Verdichtung in der Sonnenatmosphäre auf die Verteilung des durchgelassenen Lichtes.

In Fig. 1 stellt SS' einen Teil eines zentralen Schnittes durch die Oberfläche der Photosphäre dar. Ob wir in dieser Fläche

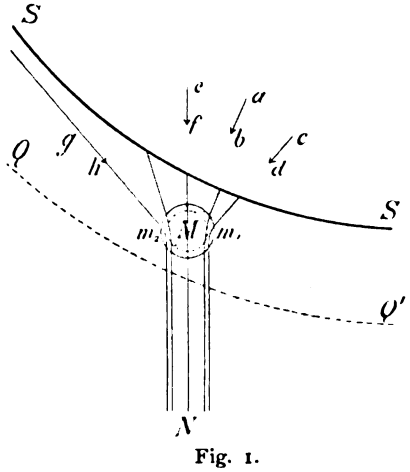


Fig. 1.

eine physikalische Diskontinuität in den Verhältnissen der Materie finden, oder nicht, ist für die nachfolgende Überlegung wenig von Belang. Daß sie vollkommen undurchsichtig sei, ist nicht wahrscheinlich. Wir können daher mit Sicherheit annehmen, daß ein äußerer Punkt M in der Richtung ab mehr Licht empfängt als in anderen Richtungen cd, ef, gh[1]). Ein Beobachter möge sich in großer Entfernung, in N, befinden. Wir denken uns, die Atmosphäre $SQQ'S'$ habe überall eine gleichförmige Dichte, ausgenommen in der Umgebung von M. An diesem Punkte möge die Dichte ein Minimum (Fall A) oder ein Maximum (Fall B) sein und von da aus allmählich in den allseitig herrschenden gleichförmigen Wert übergehen. Wir wollen annehmen, daß der Gradient in dem Raume zwischen den beiden kleinen Kreisen am größten sei. Die Fig. 1 bezieht sich auf den Fall A. Strahlen, die aus der Umgebung von M in der Richtung MN austreten, haben daselbst eine Krümmung erlitten, deren konkave Seite den Gebieten größerer optischer Dichte zugekehrt und somit von M abgewendet ist. Von einem entfernten Punkte N aus wird man eine gewisse Helligkeitsverteilung beobachten. Diese Verteilung wird bestimmt: **1.** durch die Richtung und Größe der Gradienten der Dichte, und **2.** durch die Richtung und Intensität des Lichtes, das in unser Gebiet ungleicher Dichte eintritt. Eine strenge Lösung würde die Kenntnis der Dichte in jedem einzelnen Punkte sowie der jeder Einfallsrichtung entsprechenden Intensität erfordern. Es läßt sich aber unschwer erkennen, daß das hauptsächliche Ergebnis folgendermaßen ausfallen muß: In der Mitte des Verdünnungsgebietes erscheint die Intensität des Hintergrundes so, wie sie in der Richtung fe gesehen wird; gegen den Rand m_1 hin wird die Helligkeit zunächst zunehmen, weil wir auf Strahlen treffen, die radial aus der Photosphäre austreten (Richtung ab); weiterhin wird die Helligkeit vielleicht abnehmen (Richtung cd); in der Nähe des Randes m_2 muß sie aber sicherlich sehr gering sein, weil von dort her nur solche Strahlen den Beobachter erreichen können, die nicht aus der Photosphäre kommen.

Unser Verdünnungsgebiet erscheint somit, trotzdem es vollkommen durchsichtig ist, wie ein Objekt, welches auf der linken Seite weniger, auf der rechten Seite mehr Licht aussendet als der Hintergrund.

Wenn in den Teilen der Atmosphäre, die unser Verdünnungsgebiet umgeben, die Dichte nicht vollkommen gleichförmig wäre, so würde die Helligkeitsverteilung in dem betrachteten Gebiete sicherlich dadurch beeinflußt werden, jedoch nicht so stark, daß damit der allgemeine Charakter unseres Ergebnisses verändert werden würde.

Aus dem Falle A können wir folgende allgemeine Regel herleiten:

Ein verhältnismäßig kleines Gebiet in der Sonnenatmosphäre, in welchem die Dichte durch ein Minimum hindurchgeht, und welches, von der Erde aus gesehen, exzentrisch auf die Sonnenscheibe projiziert wird, wird auf der dem Mittelpunkte der Scheibe abgewandten Seite dunkler als die Umgebung erscheinen und kann auf der dem Mittelpunkte zugekehrten Seite heller sein. Diese letztere Eigenschaft erfordert jedoch, daß die Entfernung vom Mittelpunkte nicht zu klein ist.

Wenn das Verdünnungsgebiet in die Nähe des Mittelpunktes der Sonnenscheibe projiziert wird, so wird es auf allen Seiten einen dunklen Rand zeigen.

Wir wollen nun den Verlauf des Lichtes durch ein kleines Gebiet betrachten, welches ein Dichtemaximum einschließt (Fall B,

1) Diese Annahme wird durch Betrachtungen gestützt, auf die weiter unten eingegangen werden soll (siehe Fußnote 1 auf Seite 67, Spalte 2).

Digitized by Google

Fig. 2). Wiederum werden die Strahlen in der Weise gekrümmt, daß ihre konkave Seite den Stellen größerer optischer Dichte zugekehrt ist, also der Stelle M zu[1]). Von N aus betrachtet, macht das Gebiet rings um M den Eindruck, als ob dort ein Objekt vorhanden wäre, das auf der linken Seite mehr, auf der rechten Seite weniger Licht aussendete als der Hintergrund.

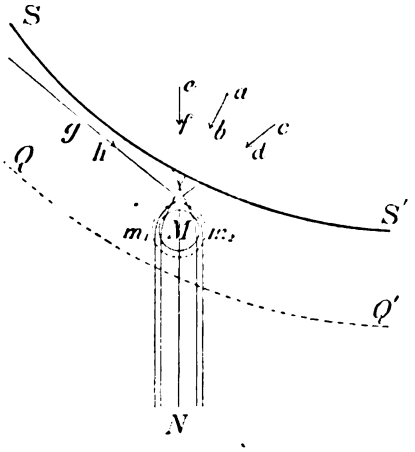


Fig. 2.

Aus dem Falle B leiten wir folgende Regel ab:

Ein verhältnismäßig kleines Gebiet in der Sonnenatmosphäre, in welchem die Dichte durch ein Maximum hindurchgeht, und welches exzentrisch auf der Sonnenscheibe gesehen wird, wird auf der dem Mittelpunkte der Scheibe zugekehrten Seite dunkler erscheinen als die Umgebung und kann auf der dem Mittelpunkte abgewandten Seite heller sein als die Umgebung, vorausgesetzt, daß die Entfernung vom Mittelpunkte nicht zu klein ist.

Wenn das Verdichtungsgebiet in die Nähe des Mittelpunktes projiziert wird, so wird es auf allen Seiten einen dunklen Rand zeigen.

In unserem Schema haben wir angenommen, daß das Gebiet geringerer oder größerer optischer Dichte angenähert sphärisch sei. Um uns zu vergewissern, ob die vorstehenden Regeln den allgemeinen Charakter der Helligkeitsverteilung immer darstellen, auch dann, wenn die Gradienten der Dichte weniger einfach, oder sogar ganz unregelmäßig angeordnet sind, können wir die Untersuchung durch Anstellen einiger einfacher Versuche ergänzen.

1) Wenn die Gradienten der Dichte in den beiden Fällen A und B dieselben absoluten Werte hätten, so würden die Strahlen im allgemeinen ihre Richtung im Falle B stärker verändern als im Falle A, weil sie im Falle B in demselben Sinne gekrümmt sind wie die Flächen gleicher Dichte und daher einen längeren Weg in dem nicht homogenen Gebiete zurücklegen.

Einige Versuche mit gekrümmten Strahlen.

Eine gesättigte Kochsalzlösung hat bei 15^0 C das spezifische Gewicht 1,204. Genau so groß ist das spezifische Gewicht eines Gemisches aus 78 Teilen reinen Glyzerins und 22 Teilen Wasser. Ein Tropfen einer dieser Flüssigkeiten erhält sich ziemlich lange Zeit in der anderen schwimmend, löst sich aber allmählich auf. Infolge der großen Viskosität der ziemlich starken Glyzerinlösung treten bei dem Vorgange keine schnellen Konvektionsströme auf: Chlornatrium und Glyzerin diffundieren ineinander.

Der Brechungsindex der Glyzerinlösung für gelbes Licht ist 1,44, jener der Salzlösung 1,38. Die optische Dichte wird also in der Schicht, in welcher die Diffusion vor sich geht, rasch abfallen. Die Strahlen können sich dort mit einem Krümmungshalbmesser von nur einigen wenigen Millimetern krümmen. Nehmen wir beispielsweise an, die Schicht, in der die Diffusion stattfindet, sei in einem gewissen Augenblicke 0,02 cm dick, so erhalten wir für $\frac{dn}{ds}$ den Mittelwert

$$\frac{1{,}44 - 1{,}38}{0{,}02} = 3$$

und für den Krümmungshalbmesser den Wert:

$$\varrho = \frac{n}{\frac{dn}{ds}} = \frac{1{,}41}{3} = 0{,}47 \text{ cm}.$$

Diese Flüssigkeiten setzen uns also in den Stand, die unregelmäßige Strahlenkrümmung in der Sonnenatmosphäre nachzuahmen und dabei angenähert dasselbe Verhältnis zwischen den Krümmungshalbmessern der Strahlen einerseits und den Dimensionen der Lichtquelle andererseits beizubehalten, wenn wir der letzteren nur einen Durchmesser von einigen Zentimetern geben.

Die Versuche verliefen folgendermaßen:

Gegen die Rückwand eines Gefäßes aus Spiegelglas lehnte ich ein Diaphragma mit einer kreisrunden Öffnung, die mit Mattglas bedeckt war. Ein System großer Sammellinsen von kurzer Brennweite ließ ungefähr in 6 cm Abstand hinter dem Mittelpunkte der Öffnung im Diaphragma das Bild eines mit 3 Ampere betriebenen Lichtbogens entstehen. Das Mattglas wurde auf diese Weise zu einer kreisförmigen Lichtquelle, deren Helligkeit vom Mittelpunkte nach dem Rande zu allmählich abnahm.

Digitized by Google

Das Gefäß möge zunächst mit unserer Glyzerinlösung gefüllt sein. Wir treiben einen Tropfen Salzlösung aus einer kleinen Glasröhre hinein, deren eines Ende wir zuvor zu einer langen und sehr dünnen Kapillare ausgezogen haben (damit das Glyzerin beim Eintauchen der Röhre möglichst wenig bewegt wird), während wir das andere Ende mit einem Gummihütchen verschlossen haben. Das Photogramm α auf Seite 61 zeigt drei Tropfen, die nacheinander aus demselben Röhrchen ausgetrieben worden sind. Sie verändern offenbar ihre Gestalt ziemlich langsam. Der auf der rechten Seite sichtbare ist der älteste; hier ist die Diffusion weiter vorgeschritten als bei den anderen Tropfen. In den Tropfen scheinen sich Lösungen von verschiedenem spezifischen Gewicht zu bilden; dabei bewegt sich ein Teil des Inhalts abwärts und ein anderer Teil aufwärts. Noch deutlicher ist das an dem Photogramm β zu sehen, in welchem drei Tropfen in einem späteren Stadium abgebildet sind. Im Innern aller dieser Tropfen ist die optische Dichte ein Minimum, auch in den feinen Fäden, wo die Diffusion weit vorgeschritten ist. Überall wird die für den Fall A geltende Regel vollauf bestätigt.

Einige Beispiele für den Fall B sind in den Photogrammen γ, δ, ε dargestellt. Bei diesen Versuchen war das Gefäß mit der Salzlösung gefüllt, und es wurden ein paar Tropfen der optisch dichteren Glyzerinlösung hineingetrieben. Infolge der geringeren Viskosität des Mediums verändern und bewegen sich die Tropfen in diesem Falle schneller als im ersten. Da nun die photographische Aufnahme so lange hinausgeschoben werden mußte, bis ein passendes Stadium des Diffusionsvorganges erreicht worden war, so erscheinen diese Tropfen in der Regel ganz unregelmäßig in die Länge gezogen. Aber der allgemeine Charakter des optischen Phänomens ist auch in diesem Falle vollkommen deutlich zu erkennen: Ein Gebiet größerer optischer Dichte erscheint gegen den Mittelpunkt der Lichtquelle hin dunkel und gegen den Rand der Lichtquelle hin hell. Sogar alle die dünnen Fäden, die sich im Falle ε von den großen Tropfen abtrennen, zeigen dieselbe Eigentümlichkeit.

Wir sehen nun, daß in der Nähe des Mittelpunktes der Scheibe eine Verdichtung sowohl wie eine Verdünnung die Helligkeit nur herabmindern kann. Wenn wir daher in unser Gefäß eine große Anzahl Tropfen von größerer oder geringerer optischer Dichte einführen würden, so daß das Medium kreuz und quer von Dichtegradienten durchsetzt würde, so würden die mittleren Teile des Gesichtsfeldes eine viel geringere durchschnittliche Helligkeit aufweisen, als wenn das Medium homogen wäre. Es können zufällig Umstände dahin zusammenwirken, durch Brechung an gewissen Stellen nahezu die maximale Helligkeit der Lichtquelle wieder herzustellen; solche Stellen würden dann die durchschnittliche Helligkeit des Hintergrundes weit übertreffen.

Stellen, die beträchtlich heller sind als die Photosphäre im Durchschnitt, werden nun tatsächlich hie und da, selbst in den mittleren Teilen der Sonnenscheibe, beobachtet. Diesen Umstand hat Fényi[1]) als Gegenbeweis gegen den Gedanken angeführt, daß das Licht der Protuberanzen gebrochenes Photosphärenlicht sein könnte, weil kein optisches System, keine Reflexion und keine Brechung jemals die ursprüngliche Helligkeit eines Objektes steigern kann. Unsere obige Erklärung steht indessen mit diesem Gesetz nicht in Widerspruch; somit ist der Einwand, den Fényi vorgebracht hat, widerlegt.

Mit unseren Flüssigkeiten können wir leicht die beiden Fälle A und B gleichzeitig verwirklichen. Wir brauchen nur das Gefäß mit einem Gemisch aus gleichen Teilen beider Lösungen zu füllen und dann von jeder der ursprünglichen Lösungen je einen Tropfen einzuführen. Auf diese Weise erhalten wir ein Gebiet mit einem Maximum und ein solches mit einem Minimum der optischen Dichte. Das Photogramm ζ zeigt links einen Tropfen Glyzerin, rechts einen Tropfen Salzlösung mit ihren entgegengesetzten charakteristischen optischen Eigenschaften.

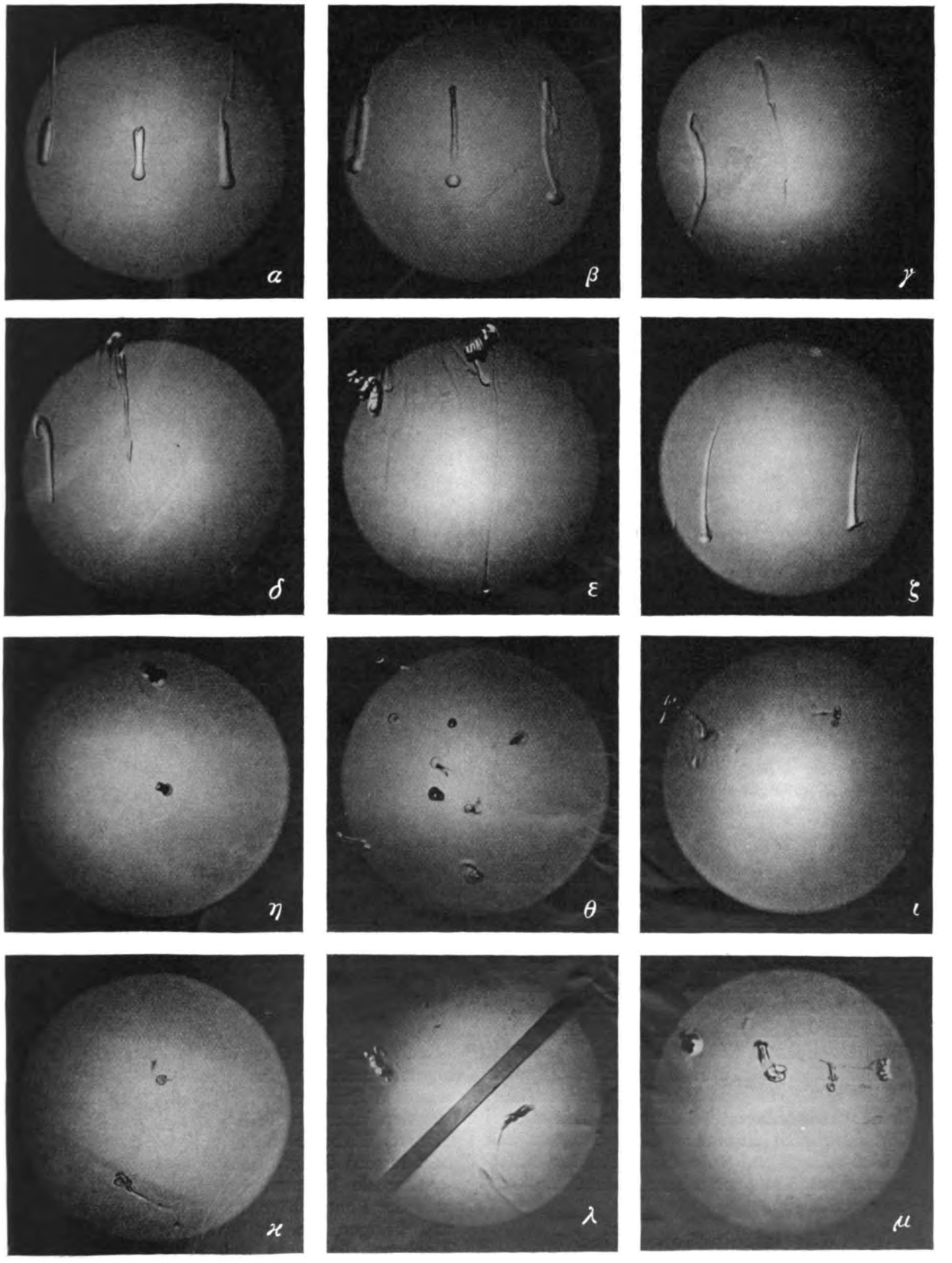
Aus mehreren Gründen betrachtet man das Vorkommen von Wirbeln in der Sonnenatmosphäre als wahrscheinlich. In der Achse eines Wirbels ist die Dichte ein Minimum. Die Brechung in dem Gebiete ringsum muß mit der in unseren ausgebreiteten Tropfen vergleichbar sein. Man nimmt an, daß Sonnenflecken der Sitz von Wirbeln sind, deren Achsen mehr oder minder senkrecht zur Photosphäre gerichtet sind[2]). Es möge nun ein Fleck nahe am Mittelpunkte der Scheibe liegen. Unsere Sehlinie wird nur einen kleinen Winkel mit der Achse des Wirbels bilden. Das Licht legt in dem inhomogenen Gebiete einen langen Weg zurück, und die Wirkung der Strahlenkrümmung muß größer sein als in dem Falle eines sphärischen Verdünnungsgebietes.

Um ähnliche Verhältnisse experimentell zu

1) Mem. della Soc. d. Spettroscopisti Italiani **37**, 182, 1908.

2) Hale, Contributions from the Mount Wilson Observatory, Nr. 26 und Nr. 30, 1908. — Astrophys. Journ. **28**, Sept. und Nov., 1908.

Digitized by Google



Photogramme.

Digitized by Google

verwirklichen, brauchen wir nur das Licht vertikal durch unsere Flüssigkeiten hindurchzuschicken, weil sich die Tropfen hauptsächlich in dieser Richtung erstrecken.

Ich befestigte dasselbe Diaphragma mit dem Mattglas in einer horizontalen Ebene und stellte darauf ein Gefäß mit einem Boden aus Spiegelglas. Zwei Spiegel, von denen der eine unterhalb und der andere oberhalb des Gefäßes, je unter einem Winkel von 45^0 mit der Vertikalen, angebracht war, gestatteten, die Beleuchtungsvorrichtung und den photographischen Apparat ungefähr in derselben Weise aufzustellen wie bei den früheren Versuchen.

Einige der Ergebnisse sind in den letzten sechs Photogrammen wiedergegeben. Die Photogramme η und Θ wurden mit Salztropfen in Glyzerin erhalten. Sogar in der Mitte der leuchtenden Scheibe können jetzt ganz dunkle Flecken auftreten, sofern die Sehlinie mit den langen, nahezu zylindrischen Flächen gleicher Dichte nur kleine Winkel bildet. In der Tat erlitten die Strahlen, welche in der Richtung der Sehlinie von Punkten nahe der Achse dieses Verdünnungsgebietes ausgehen, sämtlich eine so starke Krümmung, daß sie aus der dunklen Umgebung der Lichtquelle herstammen müssen.

Gerade wie in der früheren Versuchsreihe zeigt das Verdünnungsgebiet, wenn es weit vom Mittelpunkte der Scheibe entfernt liegt, immer gegen diesen Mittelpunkt hin einen hellen Rand.

Bei Verwendung von Glyzerintropfen in Salzlösung war es wegen der größeren Beweglichkeit der Flüssigkeit nicht so leicht, vertikale Fäden von einfacher Gestalt zu erhalten. Die Photogramme ι und $\varkappa$ zeigen indessen mit hinreichender Deutlichkeit, daß auch bei diesen Tropfen dunkle Flecken entstehen können, welche, im Gegensatz zu dem früheren Falle, auf der von dem Mittelpunkte abgekehrten Seite einen hellen Rand haben.

Ich machte auch einige Beobachtungen, bei denen das Gefäß durch eine Glasplatte in zwei Teile geteilt war. Im Falle λ enthielt der linke Teil das optisch dünnere Medium mit einer örtlichen Verdichtung, der rechte Teil das optisch dichtere Medium mit einer Verdünnung. Das Bild μ endlich zeigt beide Fälle in einem und demselben Medium: links schwimmen zwei Salztropfen, rechts zwei Glyzerintropfen in einem Gemische aus den beiden Lösungen. Alle diese Tropfen waren in einer zur Bildebene nahezu senkrechten Richtung verlängert.

Was ist ein Sonnenfleck?

Soweit rechtfertigen unsere Ergebnisse die Vermutung, daß die Dunkelheit der Sonnenflecke und die Helligkeitsverteilung in ihrer Umgebung einfach Folgen der Brechung sein dürften.

Es entsteht eine Schwierigkeit. Der typische Sonnenfleck hat ein charakteristisches Hauptmerkmal, das wir bei unseren Nachahmungen als solches nicht beobachten, nämlich eine Penumbra, welche die Umbra umschließt und von dieser in der Regel scharf unterschieden werden kann. Dieser Einwand läßt sich aber leicht beseitigen.

Es besteht in der Tat ein wesentlicher Unterschied zwischen der Anordnung der Gradienten der optischen Dichte in einem diffundierenden Tropfen einerseits und rings um einen Wirbel andererseits. Bei dem diffundierenden Tropfen finden wir die größten Gradienten in der Schicht schnellster Diffusion, das heißt, nicht weit von der Außenseite; in dem Gebiete der Zirkulation dagegen, das eine wirbelnde Gasmasse stets umgibt, nehmen die Gradienten in dem Maße zu, wie wir uns dem Wirbel nähern.

Es ist natürlich nicht so leicht, diesen letzteren Fall mit seinen optischen Konsequenzen experimentell zu verwirklichen. Daß er aber das Erscheinen einer Umbra und einer Penumbra zur Folge haben muß, geht deutlich aus dem Schema in Fig. 3 hervor. Innerhalb des zylindrischen Raumes $abcd$ wird die

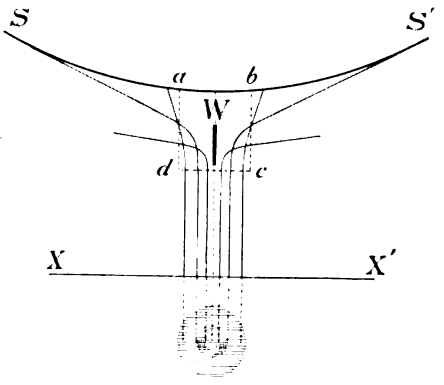


Fig. 3.

Materie als um den Wirbel W zirkulierend angenommen. Die auf den Beobachter zu gerichteten Strahlen haben nach ihrem Austritt aus den innersten Teilen dieses Gebietes (den dünnen Wirbelfaden selbst können wir außer acht lassen) die größte Richtungsänderung erfahren; sie kommen aus dem Raume außerhalb der Photosphäre, haben geringe Intensität und bringen die Umbra hervor. Teile des Fleckens, die etwas weiter von dem Wirbel entfernt liegen, senden uns das Licht zu, wel-

Digitized by Google

ches die Photosphäre in tangentialer Richtung verlassen hat; wir haben hier die Grenze zwischen Umbra und Penumbra (gewissermaßen ein umgekehrtes „Bild" des Sonnenhorizontes). Darauf folgen die Penumbrastrahlen: zunächst die, welche die Photosphäre unter großen Winkeln gegen den Halbmesser der Sonne verlassen haben, und die daher die schwächeren sind; alsdann, je mehr wir uns der äußeren Grenze des Gebietes *abcd* nähern, die Strahlen, welche allmählich gerader von der Lichtquelle herkommen.

Eine Störung in dieser „normalen" Anordnung der Dichtegradienten rings um einen Wirbel kann gelegentlich dazu Anlaß geben, daß das Licht der Photosphäre einen kürzeren Weg auf den Beobachter zu einschlägt, selbst durch die zentralen Teile des Fleckes hindurch. Die hellen Zungen und Brücken, die man häufig in Flecken beobachtet, finden auf diese Weise eine natürliche Erklärung.

Innerhalb einer strömenden Gasmasse ändert sich für gewöhnlich die Geschwindigkeit periodisch (man denke an Windstöße!); somit folgen sich daselbst Schalen größerer und kleinerer Dichte abwechselnd und schneiden die Stromlinien unter rechten Winkeln. In der zirkulierenden Materie rings um einen Wirbel müssen diese Schalen nahezu radiale Richtungen annehmen, zugleich aber schwach spiralig gekrümmt sein. Brechung in einem dergestalt zusammengesetzten System bringt eine Helligkeitsverteilung hervor, die wir als die radialfaserige Struktur der Penumbra kennen[1]).

Wir haben in unserer Sonnenfleckentheorie nicht nötig, irgendwelche besondere Annahmen hinsichtlich der Gestalt des Gebietes zu machen, in welchem die Dichte ein Minimum ist. Wenn es einem Zylinder ähnlich ist, dessen Achse auf uns zu gerichtet ist, so werden allerdings die Wirkungen der Brechung etwas größer sein, als wenn es beispielsweise sphärisch wäre; aber auch im letzteren Falle können sie stark genug sein und werden denselben Hauptcharakter aufweisen. Unsere Erklärung für die Umbra und die Penumbra beruht auf der einzigen Voraussetzung, daß in einem gewissen Gebiete der Sonnenatmosphäre die Gradienten der Dichte genügend groß sind[2]) und von einem Mittelpunkte aus allmählich abnehmen.

1) Die spiralförmigen Flocculi, die auf den mit H_α erhaltenen Spektroheliogrammen von Hale (Astrophys. Journ. **28**, Sept. 1908) zu sehen sind und weit größere Gebiete bedecken, haben wahrscheinlich einen ähnlichen Ursprung.

2) Die Astronomen, die ohne Zögern heftige Eruptionen in Sonnenflecken und unregelmäßige Geschwindigkeiten von vielen Kilometern in der Sekunde als Regel auf der ganzen Sonnenoberfläche zulassen, werden sicherlich die für unsere Beweisführung erforderlichen Dichtegradienten nicht unvernünftig groß finden.

Anomale Dispersion im Gebiete eines Sonnenfleckes.

Wir haben bisher nur die Wirkungen der Brechung im allgemeinen behandelt, ohne die Verschiedenheit ihres Wertes für die verschiedenen Wellen des Spektrums, das heißt die Dispersion, zu berücksichtigen.

Im allgemeinen ist die Brechungskonstante durchsichtiger Medien positiv; im sichtbaren Spektrum nimmt sie mit abnehmender Wellenlänge zu. Indessen können Substanzen, die Absorptionslinien aufweisen, Brechungskonstanten haben, deren Größe für die der nächsten Umgebung der Absorptionslinien angehörenden Wellen so außerordentlich verschieden ist, daß dieser anomalen Dispersion gegenüber die vorstehend besprochene regelmäßige Dispersion nahezu verschwindet. Wir wollen in dieser Abhandlung solche Wellen, die auf der dem Rot zugekehrten Seite von Absorptionslinien und ganz nahe bei diesen liegen, als R-Licht bezeichnen; solche, die nahe bei den Absorptionslinien auf deren dem Violett zugewandten Seite liegen, wollen wir V-Licht nennen. Für das R-Licht hat die Brechungskonstante bei Annäherung an die Linie schnell wachsende positive Werte; für das V-Licht hat sie bei Annäherung an die Linie schnell wachsende negative Werte.

Das Brechungsvermögen $n-1$ eines Gases ist gleich dem Produkte $R\Delta$ aus seiner Brechungskonstanten und seiner Dichte.

Arago und Biot haben gefunden, daß das Brechungsvermögen eines Gasgemisches gleich der Summe der Brechungsvermögen seiner Bestandteile ist:

$$R_m\Delta_m = R_1\Delta_1 + R_2\Delta_2 + \text{usw.}$$

Da alle Gase für die meisten Lichtarten ein positives R haben, so ist das Brechungsvermögen $R_m\Delta_m$ des Gemisches im allgemeinen positiv. Für V-Licht kann $R_m\Delta_m$ aber negativ sein, weil das Glied der Summe, das sich auf den Bestandteil bezieht, der die in Frage kommende Absorptionslinie hervorruft, für V-Licht einen so großen negativen Wert haben kann, daß er die Summe der übrigen, positiven Glieder übertrifft. Dabei ist natürlich vorausgesetzt, daß das Δ des in Rede stehenden Bestandteiles nicht zu klein ist, oder mit anderen Worten: Das schwingende System, welches die betrachtete Linie hervorbringt, darf in dem Gemisch nicht zu spärlich vertreten sein.

In der Nähe von Linien der Hauptbestand-

Digitized by Google

teile überwiegt die anomale Brechung in solchem Grade, daß das negative Brechungsvermögen des Gemisches für V-Licht seiner absoluten Größe nach verhältnismäßig wenig kleiner ist als sein positives Brechungsvermögen für R-Licht.

Was müssen wir aus diesen Tatsachen mit Bezug auf das Sonnenfleckenspektrum folgern?

Wir wollen zunächst den Fall betrachten, daß sich ein Gebiet mit einem Minimum der Dichte gerade vor der Mitte der Scheibe befindet. Wellen, für welche $R_m \Delta_m$ positiv ist, insbesondere solche, welche dem stark gebrochenen R-Licht angehören, werden in diesem Gebiete entsprechend dem Schema unserer Salzlösungstropfen abgelenkt werden; das V-Licht dagegen, für welches $R_m \Delta_m$ große negative Werte hat, wird in demselben System von Gradienten in entgegengesetzter Weise abgelenkt werden, also entsprechend dem Schema der Glyzerintropfen. Sowohl das R-Licht als das V-Licht werden durch Dispersion mehr geschwächt als das übrige Spektrum: Die Fraunhoferschen Linien müssen im Sonnenfleckenspektrum im allgemeinen verbreitert oder von Flügeln begleitet sein.

Da die Flügel durch Brechung verursacht werden und nicht durch Absorption, so sind die Sonnenfleckenlinien nicht eigentlich „verbreiterte Absorptionslinien", sondern vielmehr Absorptionslinien, die in Dispersionsbanden eingebettet sind[1]).

Nicht alle Fraunhoferschen Linien sind im Sonnenfleckenspektrum verbreitert oder verstärkt. Auf die individuellen Verschiedenheiten in ihrem Verhalten hoffe ich bei späterer Gelegenheit zurückzukommen. Einstweilen müssen wir uns nur den Umstand gegenwärtig halten, daß die Zusammensetzung des Gasgemisches nicht auf allen Niveaus der Sonnenatmosphäre dieselbe sein kann. Es hängt daher auch von dem Niveau ab, auf welchem die örtliche Verdünnung auftritt, welche Linien des Sonnenfleckenspektrums in starke Dispersionsbanden eingehüllt sein werden.

Wir wollen nunmehr den Fall behandeln, daß ein Verdünnungsgebiet auf die Sonnenscheibe in einer gewissen Entfernung von ihrem Mittelpunkte projiziert wird.

Das R-Licht muß eine Helligkeitsverteilung aufweisen, die uns an die bei unseren Versuchen mit Salztropfen beobachtete erinnert; das heißt, es wird an der Seite des Fleckens verstärkt, die dem Mittelpunkte der Scheibe zugekehrt ist, und ist auf der entgegengesetzten Seite sehr schwach.

Das V-Licht wird in der anderen Richtung gekrümmt; die Verteilung wird jener ähneln, die sich bei unseren Versuchen mit Glyzerintropfen zeigt; das heißt, das Licht wird auf der vom Mittelpunkte der Scheibe abgewandten Seite verstärkt und ist auf der dem Mittelpunkte der Scheibe zugekehrten Seite sehr schwach.

Diese Regeln enthalten noch keinerlei besondere Annahme über die Anordnung der Dichtegradienten nach ihrer Größe. Wir können daher unsere Vorstellung von der Art und Weise, wie das R-Licht und das V-Licht in einem exzentrisch gelegenen Sonnenflecken verteilt sind, dadurch präzisieren, daß wir unsere frühere Annahme wieder einführen, nach welcher in dem Fleckengebiete der Gradient von innen nach außen hin abnimmt. Der Einfachheit wegen wollen wir dieses Gebiet als nahezu sphärisch voraussetzen.

Unsere Fig. 4 und 5 zeigen den Weg des R-Lichtes bzw. des V-Lichtes. (Wellen, die keine anomale Brechung erleiden, werden dem Schema der Fig. 4 entsprechen, denn bei ihnen ist $R_m \Delta_m$ positiv, aber der Grad der Brechung

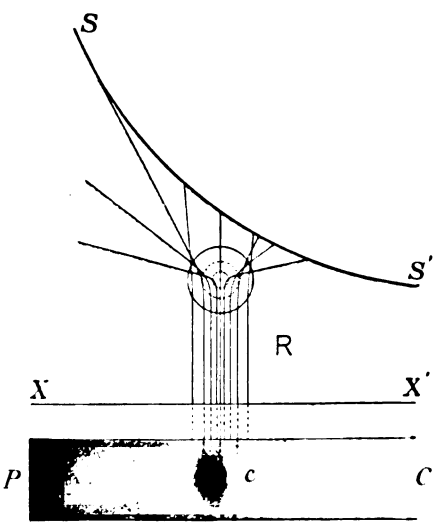


Fig. 4.

wird klein sein; sie werden somit einen Fleck hervorrufen, dessen Umbra kleiner ist als die in Fig. 4 dargestellte.) Wir sehen, daß beim R-Licht die Umbra nach dem Rande zu verschoben ist, während an der gegenüberliegenden Seite des Flecks, bei c, eine helle Stelle erscheint, weil dort das Licht austritt, welches die Photosphäre in senkrechter Richtung verlassen hat. Beim V-Licht dagegen (Fig. 5) ist

1) Proc. Roy. Acad. Amsterdam **7**, 134—140, 1904; **9**, 343—359, 1906. — Astrophys. Journ. **21**, 271—291, 1905; **25**, 95—115, 1907.

Digitized by Google

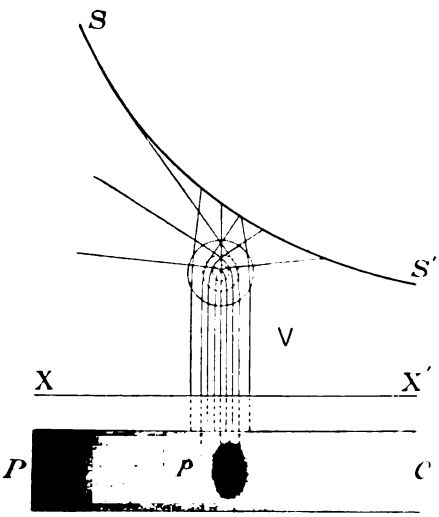


Fig. 5.

die Umbra nach dem Mittelpunkte zu verschoben, und das hellste Licht, das längs der Normalen zur Photosphäre ausgesandt wird, geht von p aus.

Zwei zu gleicher Zeit mit dem R-Licht und dem V-Licht einer geeigneten Linie[1]) aufgenommene Spektroheliogramme desselben typischen Sonnenflecks würden den eben besprochenen Unterschied sehr deutlich zeigen.

Das Spektroskop wird folgende Einzelheiten erkennen lassen.

Wir nehmen an, der Spalt sei im Bilde der Sonne so angeordnet, daß er den Fleck halbiert und mit einem Halbmesser der Scheibe zusammenfällt. In Fig. 6 sei PC eine Fraunhofersche Linie; P weist nach der Peripherie hin, C nach dem Mittelpunkte. Die horizontalen Banden geben das Spektrum der Umbra und der Penumbra an, wie es in solchem Licht erscheint, das keine anomale Brechung erfährt. Im R-Licht ist die Umbra größer und erstreckt sich hauptsächlich in der Richtung auf P zu (vergl. Fig. 4). In der oberen Hälfte des Spektrums erscheint also die Fraunhofersche Linie nach Rot hin verschoben, und zwar noch um so ausgeprägter, weil das V-Licht an derselben Stelle im Spektrum seine größte Helligkeit erreicht (vergl. den Punkt p in Fig. 5). In der unteren Hälfte des Spektrums haben das R-Licht und das V-Licht die Rollen vertauscht[2]).

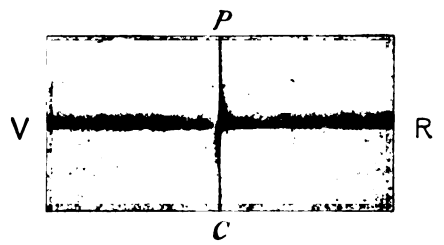


Fig. 6.

Die Verbreiterung der Linie erstreckt sich über die mittlere Penumbra hinaus, weil die Penumbra mit R- und V-Licht gleichfalls größer ist als mit Wellen, die der anormalen Dispersion nicht unterliegen.

Wir folgern, daß im Spektrum eines exzentrisch gelegenen Sonnenflecks — wenn der Spalt diesen Fleck in Richtung auf den Mittelpunkt der Sonnenscheibe durchschneidet — die Fraunhoferschen Linien mehr oder minder stark S-förmig gekrümmt sein müssen, und zwar wird der Grad der Krümmung von der Größe der Entfernung des Flecks vom Mittelpunkte der Scheibe abhängen. Sobald diese Entfernung so klein ist, daß keine genügende Asymmetrie in der Lichtzufuhr vorhanden ist, wird die Neigung der Linien unmerklich.

Bei jeder anderen Richtung des Spaltes muß der Effekt geringer sein; er verschwindet, wenn der Spalt den Fleck in einer Richtung senkrecht zu einer Verbindungslinie zwischen dem Fleck und dem Mittelpunkte halbiert.

1) Vielleicht werden einige Eisenlinien für diesen Zweck dienlicher sein als die breit geflügelten Kalzium- oder Wasserstofflinien, deren Brechungseffekte möglicherweise so groß sind, daß sie den Sachverhalt verwischen.

2) Die Verteilung des Lichtes in Figur 6 ist aus der in den Figuren 4 und 5 abgeleitet worden. Bei diesem Verfahren ist die in Figur 8 angegebene Gestalt der Dispersionskurve gebührend berücksichtigt worden.

Man muß sich nämlich vorstellen, daß der ganze Fleck der Figur 4 kleiner und kleiner erscheint, je mehr die betrachteten Wellen von der Absorptionslinie abrücken, denn in Figur 8 nehmen die Ordinaten $(R_m \Delta_m)_R$ nach Rot hin allmählich ab, bis sie den konstanten Wert $R_0 \Delta_0$ erreichen (vergl. weiter unten S. 68). Die Verteilung des Lichtes längs eines Schnittes PC durch die Figur 4, wie sie sich mit zunehmender Wellenlänge nach und nach darstellen würde, ist in Figur 6 nebeneinander dargestellt, und zwar von der Absorptionslinie ausgehend nach Rot zu.

Auf der violetten Seite der Linie muß man in derselben Weise vorgehen. Dort nehmen die negativen Ordinaten der Figur 8 ab, je weiter wir von der Linie abrücken, und die längs eines Schnittes PC durch Figur 5 herrschende Lichtverteilung muß in immer kleiner werdendem Maßstabe auf Figur 6 übertragen werden. Im Punkte c' der Figur 8 haben wir aber

$$(R_m \Delta_m)_V = 0;$$

Licht von dieser Wellenlänge erleidet in der Sonnenatmosphäre überhaupt keine Brechung, so daß das Sonnenfleckenspektrum hier unterbrochen ist. Darauf erreicht $(R_m \Delta_m)_V$ dann positive Werte und wächst bis auf $R_0 \Delta_0$; die Verteilung des Lichtes ist wiederum aus Figur 4 zu entnehmen.

Die Sonnenfleckenlinien sind somit nicht nur geneigt, sondern auch asymmetrisch, eine Eigenschaft, die besonders die schwächeren Linien zeigen werden, vorausgesetzt, daß die Dispersion des Spektralapparates genügend groß ist.

Digitized by Google

Ablenkungen keine störenden elastischen Nachwirkungen, so daß das Galvanometer gleich gut für Nullmethoden wie für Ausschlagsmethoden zu verwenden ist. Die mit der Konstruktion angestrebte Unabhängigkeit des Instruments von einer genauen Einstellung in die Horizontale hat sich gut erreichen lassen. Neigungen des Galvanometers bis etwa 10 Grad beeinträchtigen noch nicht die freie Beweglichkeit der Drehspule, so daß man Messungen auf jeder nur einigermaßen ebenen Unterlage — evtl. auch das Instrument in der Hand haltend — vornehmen kann.

Es seien nun noch die Daten über eine speziell für hohe Spannungsempfindlichkeit hergestellte Galvanometertype aufgeführt.

Der Klemmenwiderstand beträgt etwa 3 Ohm. Im ungedämpften Zustand hat das Galvanometer eine Schwingungsdauer von 3,4 Sekunden. Bei einem äußeren Schließungskreis von etwa 9 Ohm wird der Ausschlag aperiodisch, so daß also ca. 12 Ohm den Widerstand für den aperiodischen Grenzfall darstellen. Da das Instrument für einen Ausschlag von einem Bogengrad einen Strom von 0,0000026 Amp. benötigt, so berechnet sich hieraus die Voltempfindlichkeit zu 0,000031 Volt.

Fig. 2 gibt das Bild eines kleineren Modells, welches bei 280 Ohm eine Stromempfindlichkeit

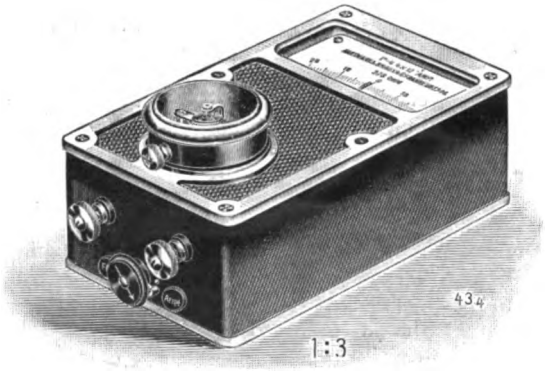


Fig. 2.

von 0,00000032 Amp. pro Bogengrad besitzt. Da die Entfernung zwischen zwei Teilstrichen ca. 1,5 mm beträgt, so läßt sich bei beiden Typen noch der zehnte Teil dieser Werte bequem schätzen.

So vereinigt diese der Firma Hartmann & Braun A.-G. in Frankfurt a. M. durch Gebrauchsmuster geschützte Konstruktion auf einer mittleren Linie manche Vorzüge der aufgehängten mit denen der in Spitzen gelagerten Systeme, indem sie bei ausreichender Empfindlichkeit einerseits eine besondere Aufstellung unnötig macht und andererseits eine nachträglich eintretende Verschlechterung der Lagerung und die damit verbundene, unsichere Einstellung bzw. verminderte Empfindlichkeit ausschließt.

(Eingegangen 27. November 1909.

Regelmäßige Folgen unregelmäßiger Brechung in der Sonne.

(Regular consequences of irregular refraction in the sun.)

Von W. H. Julius.

Die auf unserer Netzhaut oder in der Brennebene eines Fernrohres erzeugten Bilder können wir als geometrische Projektionen lichtemittierender Objekte ansehen. Unsere Vorstellung von dem Objekte, wie wir sie aus der Gestalt des Bildes herleiten, beruht auf der Gültigkeit dieser Regel. Wenn sie nicht mehr gültig ist, wenn beispielsweise die Strahlen beim Durchgange durch eine wirbelnde Luftmasse gekrümmt werden, so daß sie nicht mehr homozentrische Strahlenbündel bilden, so wird uns die Lichtverteilung in der Brennebene eine falsche Vorstellung von dem Objekte geben. Was wir dann beobachten, ist kein „Bild".

Wir können nicht wohl daran zweifeln, daß Strahlen beim Durchgange durch ausgedehnte gasförmige Teile von Himmelskörpern in unregelmäßiger Weise von der geraden Linie abweichen. Wenn wir solche Strahlen in einem Fernrohre auffangen, so bilden sie kein Bild der Lichtquelle. Wir müssen indessen unsere Schlüsse in betreff der Verteilung der Materie und anderer örtlicher Verhältnisse in der Sonne von den in der Brennebene sichtbaren Erscheinungen herleiten. Bei der Deutung dieser Erscheinungen sind wir daher gezwungen, dem wahrscheinlichen Verlauf der Strahlen innerhalb des betrachteten Himmelskörpers Rechnung zu tragen.

Die meisten Forscher auf dem Gebiete der Sonnenphänomene haben dies bislang nie für nötig erachtet. Man spricht von Sonnenflecken, Fackeln, Flocculi, Protuberanzen, als wenn sie leuchtende „Objekte" wären, von denen uns unsere Fernrohre die geometrisch projizierten „Bilder" zeigen. Das schließt die Voraussetzung ein, daß die Krümmung der Strahlen

Digitized by Google

in der Sonne zu unbedeutend ist, um irgendwelchen beträchtlichen Einfluß auf die Erscheinung zu haben.

Die Astrophysiker können natürlich nur schwer ihren unbegrenzten Glauben daran aufgeben, daß sie es mit optischen Bildern realer Objekte zu tun haben, solange nicht sehr kräftige Beweise für das Gegenteil erbracht werden. Allerdings möchte es auf den ersten Blick scheinen, als würde uns ein solcher Verlust des Vertrauens zu den gewohnten Formen jegliche Handhabe für die Erscheinungen an der Sonne rauben und alle unsere Begriffe ins Ungewisse verweisen. Aber wir müssen diesen Schritt nichtsdestoweniger tun, und wir wollen versuchen, zu zeigen, daß der neue Weg uns nicht ins Ungewisse führt, sondern im Gegenteil zu ganz bestimmten Begriffen, durch die sich der Zusammenhang der hauptsächlichen Erscheinungen an der Sonne klar darstellen läßt.

Über den vermutlich in der Sonnenatmosphäre vorhandenen Grad der Brechung.

Wir stellen uns die Sonne als eine glühende Masse vor, die von einer gasförmigen Hülle, welche wir die „Sonnenatmosphäre" nennen wollen, umgeben ist. Ob diese letztere allmählich oder plötzlich in den Hauptkörper übergeht, spielt einstweilen keine Rolle. Die Bestandteile der Atmosphäre können gründlich gemischt sein, aber die mittlere Zusammensetzung und Dichte des Gemisches wird sich längs des Radius ändern. In der vorliegenden Arbeit wollen wir nur den Einfluß behandeln, den das selektiv absorbierende Gasgemisch, welches die Sonnenatmosphäre bildet, auf das seitens der tiefer gelegenen Schichten der Sonne emittierte weiße Licht ausübt. Vielleicht bestehen örtliche Anhäufungen einzelner Gase; wir wollen diese Möglichkeit jetzt außer Betracht lassen. Ebensowenig wollen wir im folgenden die Tatsache beachten, daß selektive Strahlung seitens der Sonnenatmosphäre in merklichem Grade zu dem beobachteten Sonnenlichte beitragen kann.

Außer in der Richtung des Radius wird sich die Dichte sicherlich auch in anderen Richtungen ändern, und zwar wegen der Bewegung der Gase in unregelmäßiger Weise. Der fragliche Punkt ist folgender: Können wir vernunftgemäß das Vorhandensein von Gradienten der Dichte annehmen, die genügend groß sind, um irgendwelche beträchtliche Brechungseffekte hervorzubringen?

Wenn in der Sonne unregelmäßige Gradienten der Dichte auftreten, die ihrer Größe nach mit dem vertikalen Gradienten in unserer Erdatmosphäre nahe der Oberfläche,

$$\left(\frac{d\Delta}{ds} = 16 \times 10^{-10}\right),$$

vergleichbar sind, so muß die Lichtverteilung über die Sonnenscheibe dadurch bereits durchaus merklich beeinflußt werden. Wir haben nämlich in Gasen zwischen dem Gradienten $\frac{d\Delta}{ds}$, der Brechungskonstante oder dem spezifischen Brechungsvermögen $R = \frac{n-1}{\Delta}$ und dem Krümmungsradius ρ der senkrecht zum Gradienten verlaufenden Strahlen die angenäherte Beziehung [1]):

$$\frac{d\Delta}{ds} = \frac{1}{R\rho}.$$

Nehmen wir an, daß der mittlere Wert von R in dem Gemisch nicht allzusehr von 0,5 verschieden ist, so ergibt sich aus unserer Gleichung:

$$\rho = 1{,}25 \times 10^9 \text{ cm}.$$

Das bedeutet, daß der Krümmungsradius der rechtwinkelig zu dem angenommenen Gradienten fortschreitenden Strahlen kleiner ist als ein Fünfzigstel des Halbmessers der Photosphäre ($r = 7 \times 10^{10}$ cm). Selbst innerhalb einer verhältnismäßig dünnen Schicht der Sonnenatmosphäre kann daher das aus tieferen Schichten kommende Licht seine Richtung sehr merklich ändern.

Dieser Schluß gilt a fortiori für Schichten, in denen der Druck mehrere Atmosphären beträgt, weil dort die Gradienten gleichfalls wahrscheinlich den angenommenen Wert überschreiten.

Und die Bedeutung der Strahlenkrümmung wächst wiederum stark für solche Wellen, die der nächsten Umgebung von Absorptionslinien angehören. Diese Wellen erleiden anomale Dispersion. Für sie kann die Brechungskonstante des absorbierenden Gases mehrere hundertmal größer sein als 0,5. Selbst wenn dieses Gas nur einen kleinen prozentischen Bruchteil des Gemisches ausmacht, und demzufolge auch die Gradienten seiner Dichte nur einen geringen prozentischen Bruchteil von denen der Atmosphäre ausmachen, selbst dann wird daher das in Rede stehende Licht stärker gekrümmt werden als normal gebrochene Strahlen. Seine Krümmungshalbmesser werden in der Tat im Vergleich mit dem Halbmesser der Photosphäre sehr klein sein, und viel klei-

1) Proc. Roy. Acad. Amsterdam **9**, 352, 1906. — Astrophys. Journ. **25**, 107, 1907.

Digitized by Google

nere Gradienten als der oben angenommene würden bereits genügen, um bei derartigen Wellen sehr ausgesprochene Brechungseffekte hervorzubringen.

Über den Einfluß einer örtlichen Verdünnung oder Verdichtung in der Sonnenatmosphäre auf die Verteilung des durchgelassenen Lichtes.

In Fig. 1 stellt SS' einen Teil eines zentralen Schnittes durch die Oberfläche der Photosphäre dar. Ob wir in dieser Fläche

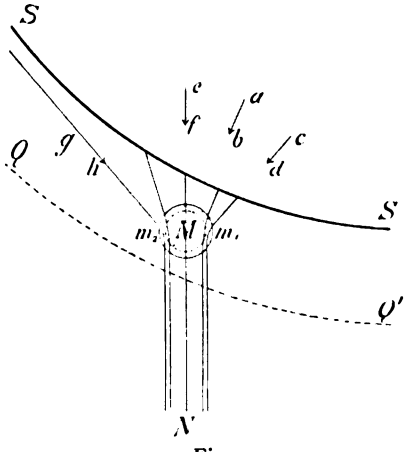


Fig. 1.

eine physikalische Diskontinuität in den Verhältnissen der Materie finden, oder nicht, ist für die nachfolgende Überlegung wenig von Belang. Daß sie vollkommen undurchsichtig sei, ist nicht wahrscheinlich. Wir können daher mit Sicherheit annehmen, daß ein äußerer Punkt M in der Richtung ab mehr Licht empfängt als in anderen Richtungen cd, ef, gh[1]). Ein Beobachter möge sich in großer Entfernung, in N, befinden. Wir denken uns, die Atmosphäre $SQQ'S'$ habe überall eine gleichförmige Dichte, ausgenommen in der Umgebung von M. An diesem Punkte möge die Dichte ein Minimum (Fall A) oder ein Maximum (Fall B) sein und von da aus allmählich in den allseitig herrschenden gleichförmigen Wert übergehen. Wir wollen annehmen, daß der Gradient in dem Raume zwischen den beiden kleinen Kreisen am größten sei. Die Fig. 1 bezieht sich auf den Fall A. Strahlen, die aus der Umgebung von M in der Richtung MN austreten, haben daselbst eine Krümmung erlitten, deren konkave Seite den Gebieten größerer optischer Dichte zugekehrt und somit von M abgewendet ist. Von einem entfernten Punkte N aus wird man eine gewisse Helligkeitsverteilung beobachten. Diese Verteilung wird bestimmt: **1.** durch die Richtung und Größe der Gradienten der Dichte, und **2.** durch die Richtung und Intensität des Lichtes, das in unser Gebiet ungleicher Dichte eintritt. Eine strenge Lösung würde die Kenntnis der Dichte in jedem einzelnen Punkte sowie der jeder Einfallsrichtung entsprechenden Intensität erfordern. Es läßt sich aber unschwer erkennen, daß das hauptsächliche Ergebnis folgendermaßen ausfallen muß: In der Mitte des Verdünnungsgebietes erscheint die Intensität des Hintergrundes so, wie sie in der Richtung fe gesehen wird; gegen den Rand m_1 hin wird die Helligkeit zunächst zunehmen, weil wir auf Strahlen treffen, die radial aus der Photosphäre austreten (Richtung ab); weiterhin wird die Helligkeit vielleicht abnehmen (Richtung cd); in der Nähe des Randes m_2 muß sie aber sicherlich sehr gering sein, weil von dort her nur solche Strahlen den Beobachter erreichen können, die nicht aus der Photosphäre kommen.

Unser Verdünnungsgebiet erscheint somit, trotzdem es vollkommen durchsichtig ist, wie ein Objekt, welches auf der linken Seite weniger, auf der rechten Seite mehr Licht aussendet als der Hintergrund.

Wenn in den Teilen der Atmosphäre, die unser Verdünnungsgebiet umgeben, die Dichte nicht vollkommen gleichförmig wäre, so würde die Helligkeitsverteilung in dem betrachteten Gebiete sicherlich dadurch beeinflußt werden, jedoch nicht so stark, daß damit der allgemeine Charakter unseres Ergebnisses verändert werden würde.

Aus dem Falle A können wir folgende allgemeine Regel herleiten:

Ein verhältnismäßig kleines Gebiet in der Sonnenatmosphäre, in welchem die Dichte durch ein Minimum hindurchgeht, und welches, von der Erde aus gesehen, exzentrisch auf die Sonnenscheibe projiziert wird, wird auf der dem Mittelpunkte der Scheibe abgewandten Seite dunkler als die Umgebung erscheinen und kann auf der dem Mittelpunkte zugekehrten Seite heller sein. Diese letztere Eigenschaft erfordert jedoch, daß die Entfernung vom Mittelpunkte nicht zu klein ist.

Wenn das Verdünnungsgebiet in die Nähe des Mittelpunktes der Sonnenscheibe projiziert wird, so wird es auf allen Seiten einen dunklen Rand zeigen.

Wir wollen nun den Verlauf des Lichtes durch ein kleines Gebiet betrachten, welches ein Dichtemaximum einschließt (Fall B,

1) Diese Annahme wird durch Betrachtungen gestützt, auf die weiter unten eingegangen werden soll (siehe Fußnote 1 auf Seite 67, Spalte 2).

Digitized by Google

Fig. 2). Wiederum werden die Strahlen in der Weise gekrümmt, daß ihre konkave Seite den Stellen größerer optischer Dichte zugekehrt ist, also der Stelle M zu[1]). Von N aus betrachtet, macht das Gebiet rings um M den Eindruck, als ob dort ein Objekt vorhanden wäre, das auf der linken Seite mehr, auf der rechten Seite weniger Licht aussendete als der Hintergrund.

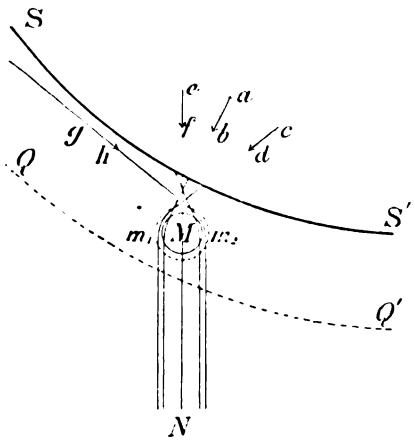


Fig. 2.

Aus dem Falle B leiten wir folgende Regel ab:

Ein verhältnismäßig kleines Gebiet in der Sonnenatmosphäre, in welchem die Dichte durch ein Maximum hindurchgeht, und welches exzentrisch auf der Sonnenscheibe gesehen wird, wird auf der dem Mittelpunkte der Scheibe zugekehrten Seite dunkler erscheinen als die Umgebung und kann auf der dem Mittelpunkte abgewandten Seite heller sein als die Umgebung, vorausgesetzt, daß die Entfernung vom Mittelpunkte nicht zu klein ist.

Wenn das Verdichtungsgebiet in die Nähe des Mittelpunktes projiziert wird, so wird es auf allen Seiten einen dunklen Rand zeigen.

In unserem Schema haben wir angenommen, daß das Gebiet geringerer oder größerer optischer Dichte angenähert sphärisch sei. Um uns zu vergewissern, ob die vorstehenden Regeln den allgemeinen Charakter der Helligkeitsverteilung immer darstellen, auch dann, wenn die Gradienten der Dichte weniger einfach, oder sogar ganz unregelmäßig angeordnet sind, können wir die Untersuchung durch Anstellen einiger einfacher Versuche ergänzen.

1) Wenn die Gradienten der Dichte in den beiden Fällen A und B dieselben absoluten Werte hätten, so würden die Strahlen im allgemeinen ihre Richtung im Falle B stärker verändern als im Falle A, weil sie im Falle B in demselben Sinne gekrümmt sind wie die Flächen gleicher Dichte und daher einen längeren Weg in dem nicht homogenen Gebiete zurücklegen.

Einige Versuche mit gekrümmten Strahlen.

Eine gesättigte Kochsalzlösung hat bei 15° C das spezifische Gewicht 1,204. Genau so groß ist das spezifische Gewicht eines Gemisches aus 78 Teilen reinen Glyzerins und 22 Teilen Wasser. Ein Tropfen einer dieser Flüssigkeiten erhält sich ziemlich lange Zeit in der anderen schwimmend, löst sich aber allmählich auf. Infolge der großen Viskosität der ziemlich starken Glyzerinlösung treten bei dem Vorgange keine schnellen Konvektionsströme auf: Chlornatrium und Glyzerin diffundieren ineinander.

Der Brechungsindex der Glyzerinlösung für gelbes Licht ist 1,44, jener der Salzlösung 1,38. Die optische Dichte wird also in der Schicht, in welcher die Diffusion vor sich geht, rasch abfallen. Die Strahlen können sich dort mit einem Krümmungshalbmesser von nur einigen wenigen Millimetern krümmen. Nehmen wir beispielsweise an, die Schicht, in der die Diffusion stattfindet, sei in einem gewissen Augenblicke 0,02 cm dick, so erhalten wir für $\frac{dn}{ds}$ den Mittelwert

$$\frac{1{,}44 - 1{,}38}{0{,}02} = 3$$

und für den Krümmungshalbmesser den Wert:

$$\varrho = \frac{n}{\frac{dn}{ds}} = \frac{1{,}41}{3} = 0{,}47 \text{ cm}.$$

Diese Flüssigkeiten setzen uns also in den Stand, die unregelmäßige Strahlenkrümmung in der Sonnenatmosphäre nachzuahmen und dabei angenähert dasselbe Verhältnis zwischen den Krümmungshalbmessern der Strahlen einerseits und den Dimensionen der Lichtquelle andererseits beizubehalten, wenn wir der letzteren nur einen Durchmesser von einigen Zentimetern geben.

Die Versuche verliefen folgendermaßen:

Gegen die Rückwand eines Gefäßes aus Spiegelglas lehnte ich ein Diaphragma mit einer kreisrunden Öffnung, die mit Mattglas bedeckt war. Ein System großer Sammellinsen von kurzer Brennweite ließ ungefähr in 6 cm Abstand hinter dem Mittelpunkte der Öffnung im Diaphragma das Bild eines mit 3 Ampere betriebenen Lichtbogens entstehen. Das Mattglas wurde auf diese Weise zu einer kreisförmigen Lichtquelle, deren Helligkeit vom Mittelpunkte nach dem Rande zu allmählich abnahm.

Digitized by Google

Das Gefäß möge zunächst mit unserer Glyzerinlösung gefüllt sein. Wir treiben einen Tropfen Salzlösung aus einer kleinen Glasröhre hinein, deren eines Ende wir zuvor zu einer langen und sehr dünnen Kapillare ausgezogen haben (damit das Glyzerin beim Eintauchen der Röhre möglichst wenig bewegt wird), während wir das andere Ende mit einem Gummihütchen verschlossen haben. Das Photogramm α auf Seite 61 zeigt drei Tropfen, die nacheinander aus demselben Röhrchen ausgetrieben worden sind. Sie verändern offenbar ihre Gestalt ziemlich langsam. Der auf der rechten Seite sichtbare ist der älteste; hier ist die Diffusion weiter vorgeschritten als bei den anderen Tropfen. In den Tropfen scheinen sich Lösungen von verschiedenem spezifischen Gewicht zu bilden; dabei bewegt sich ein Teil des Inhalts abwärts und ein anderer Teil aufwärts. Noch deutlicher ist das an dem Photogramm β zu sehen, in welchem drei Tropfen in einem späteren Stadium abgebildet sind. Im Innern aller dieser Tropfen ist die optische Dichte ein Minimum, auch in den feinen Fäden, wo die Diffusion weit vorgeschritten ist. Überall wird die für den Fall A geltende Regel vollauf bestätigt.

Einige Beispiele für den Fall B sind in den Photogrammen γ, δ, ε dargestellt. Bei diesen Versuchen war das Gefäß mit der Salzlösung gefüllt, und es wurden ein paar Tropfen der optisch dichteren Glyzerinlösung hineingetrieben. Infolge der geringeren Viskosität des Mediums verändern und bewegen sich die Tropfen in diesem Falle schneller als im ersten. Da nun die photographische Aufnahme so lange hinausgeschoben werden mußte, bis ein passendes Stadium des Diffusionsvorganges erreicht worden war, so erscheinen diese Tropfen in der Regel ganz unregelmäßig in die Länge gezogen. Aber der allgemeine Charakter des optischen Phänomens ist auch in diesem Falle vollkommen deutlich zu erkennen: Ein Gebiet größerer optischer Dichte erscheint gegen den Mittelpunkt der Lichtquelle hin dunkel und gegen den Rand der Lichtquelle hin hell. Sogar alle die dünnen Fäden, die sich im Falle ε von den großen Tropfen abtrennen, zeigen dieselbe Eigentümlichkeit.

Wir sehen nun, daß in der Nähe des Mittelpunktes der Scheibe eine Verdichtung sowohl wie eine Verdünnung die Helligkeit nur herabmindern kann. Wenn wir daher in unser Gefäß eine große Anzahl Tropfen von größerer oder geringerer optischer Dichte einführen würden, so daß das Medium kreuz und quer von Dichtegradienten durchsetzt würde, so würden die mittleren Teile des Gesichtsfeldes eine viel geringere durchschnittliche Helligkeit aufweisen, als wenn das Medium homogen wäre. Es können zufällig Umstände dahin zusammenwirken, durch Brechung an gewissen Stellen nahezu die maximale Helligkeit der Lichtquelle wieder herzustellen; solche Stellen würden dann die durchschnittliche Helligkeit des Hintergrundes weit übertreffen.

Stellen, die beträchtlich heller sind als die Photosphäre im Durchschnitt, werden nun tatsächlich hie und da, selbst in den mittleren Teilen der Sonnenscheibe, beobachtet. Diesen Umstand hat Fényi[1]) als Gegenbeweis gegen den Gedanken angeführt, daß das Licht der Protuberanzen gebrochenes Photosphärenlicht sein könnte, weil kein optisches System, keine Reflexion und keine Brechung jemals die ursprüngliche Helligkeit eines Objektes steigern kann. Unsere obige Erklärung steht indessen mit diesem Gesetz nicht in Widerspruch; somit ist der Einwand, den Fényi vorgebracht hat, widerlegt.

Mit unseren Flüssigkeiten können wir leicht die beiden Fälle A und B gleichzeitig verwirklichen. Wir brauchen nur das Gefäß mit einem Gemisch aus gleichen Teilen beider Lösungen zu füllen und dann von jeder der ursprünglichen Lösungen je einen Tropfen einzuführen. Auf diese Weise erhalten wir ein Gebiet mit einem Maximum und ein solches mit einem Minimum der optischen Dichte. Das Photogramm ζ zeigt links einen Tropfen Glyzerin, rechts einen Tropfen Salzlösung mit ihren entgegengesetzten charakteristischen optischen Eigenschaften.

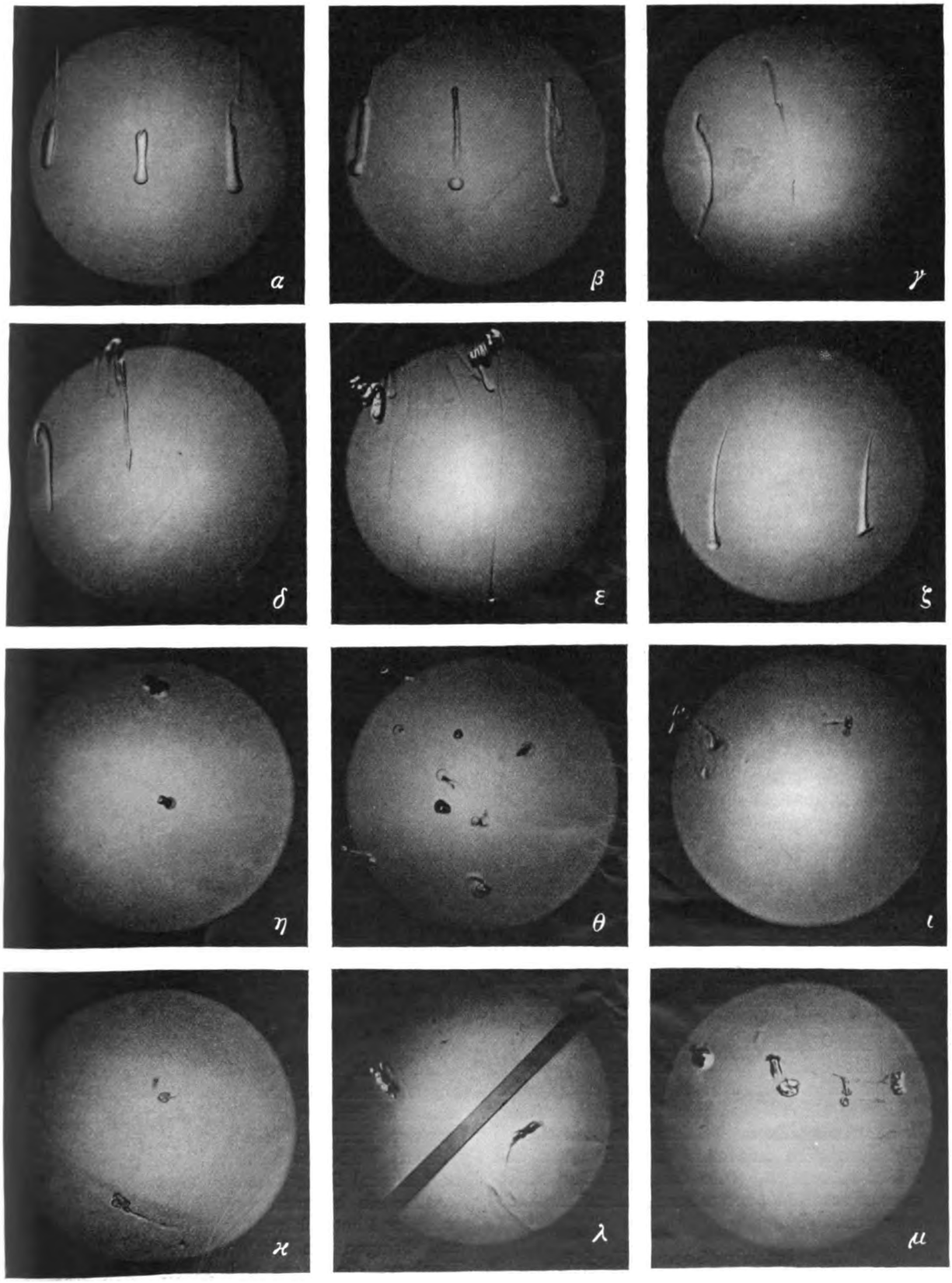
Aus mehreren Gründen betrachtet man das Vorkommen von Wirbeln in der Sonnenatmosphäre als wahrscheinlich. In der Achse eines Wirbels ist die Dichte ein Minimum. Die Brechung in dem Gebiete ringsum muß mit der in unseren ausgebreiteten Tropfen vergleichbar sein. Man nimmt an, daß Sonnenflecken der Sitz von Wirbeln sind, deren Achsen mehr oder minder senkrecht zur Photosphäre gerichtet sind[2]). Es möge nun ein Fleck nahe am Mittelpunkte der Scheibe liegen. Unsere Sehlinie wird nur einen kleinen Winkel mit der Achse des Wirbels bilden. Das Licht legt in dem inhomogenen Gebiete einen langen Weg zurück, und die Wirkung der Strahlenkrümmung muß größer sein als in dem Falle eines sphärischen Verdünnungsgebietes.

Um ähnliche Verhältnisse experimentell zu

1) Mem. della Soc. d. Spettroscopisti Italiani **37**, 182, 1908.

2) Hale, Contributions from the Mount Wilson Observatory, Nr. 26 und Nr. 30, 1908. — Astrophys. Journ. **28**, Sept. und Nov., 1908.

Digitized by Google



Photogramme.

Digitized by Google

verwirklichen, brauchen wir nur das Licht vertikal durch unsere Flüssigkeiten hindurchzuschicken, weil sich die Tropfen hauptsächlich in dieser Richtung erstrecken.

Ich befestigte dasselbe Diaphragma mit dem Mattglas in einer horizontalen Ebene und stellte darauf ein Gefäß mit einem Boden aus Spiegelglas. Zwei Spiegel, von denen der eine unterhalb und der andere oberhalb des Gefäßes, je unter einem Winkel von 45^0 mit der Vertikalen, angebracht war, gestatteten, die Beleuchtungsvorrichtung und den photographischen Apparat ungefähr in derselben Weise aufzustellen wie bei den früheren Versuchen.

Einige der Ergebnisse sind in den letzten sechs Photogrammen wiedergegeben. Die Photogramme η und Θ wurden mit Salztropfen in Glyzerin erhalten. Sogar in der Mitte der leuchtenden Scheibe können jetzt ganz dunkle Flecken auftreten, sofern die Sehlinie mit den langen, nahezu zylindrischen Flächen gleicher Dichte nur kleine Winkel bildet. In der Tat erlitten die Strahlen, welche in der Richtung der Sehlinie von Punkten nahe der Achse dieses Verdünnungsgebietes ausgehen, sämtlich eine so starke Krümmung, daß sie aus der dunklen Umgebung der Lichtquelle herstammen müssen.

Gerade wie in der früheren Versuchsreihe zeigt das Verdünnungsgebiet, wenn es weit vom Mittelpunkte der Scheibe entfernt liegt, immer gegen diesen Mittelpunkt hin einen hellen Rand.

Bei Verwendung von Glyzerintropfen in Salzlösung war es wegen der größeren Beweglichkeit der Flüssigkeit nicht so leicht, vertikale Fäden von einfacher Gestalt zu erhalten. Die Photogramme ι und $\varkappa$ zeigen indessen mit hinreichender Deutlichkeit, daß auch bei diesen Tropfen dunkle Flecken entstehen können, welche, im Gegensatz zu dem früheren Falle, auf der von dem Mittelpunkte abgekehrten Seite einen hellen Rand haben.

Ich machte auch einige Beobachtungen, bei denen das Gefäß durch eine Glasplatte in zwei Teile geteilt war. Im Falle λ enthielt der linke Teil das optisch dünnere Medium mit einer örtlichen Verdichtung, der rechte Teil das optisch dichtere Medium mit einer Verdünnung. Das Bild μ endlich zeigt beide Fälle in einem und demselben Medium: links schwimmen zwei Salztropfen, rechts zwei Glyzerintropfen in einem Gemische aus den beiden Lösungen. Alle diese Tropfen waren in einer zur Bildebene nahezu senkrechten Richtung verlängert.

Was ist ein Sonnenfleck?

Soweit rechtfertigen unsere Ergebnisse die Vermutung, daß die Dunkelheit der Sonnenflecke und die Helligkeitsverteilung in ihrer Umgebung einfach Folgen der Brechung sein dürften.

Es entsteht eine Schwierigkeit. Der typische Sonnenfleck hat ein charakteristisches Hauptmerkmal, das wir bei unseren Nachahmungen als solches nicht beobachten, nämlich eine Penumbra, welche die Umbra umschließt und von dieser in der Regel scharf unterschieden werden kann. Dieser Einwand läßt sich aber leicht beseitigen.

Es besteht in der Tat ein wesentlicher Unterschied zwischen der Anordnung der Gradienten der optischen Dichte in einem diffundierenden Tropfen einerseits und rings um einen Wirbel andererseits. Bei dem diffundierenden Tropfen finden wir die größten Gradienten in der Schicht schnellster Diffusion, das heißt, nicht weit von der Außenseite; in dem Gebiete der Zirkulation dagegen, das eine wirbelnde Gasmasse stets umgibt, nehmen die Gradienten in dem Maße zu, wie wir uns dem Wirbel nähern.

Es ist natürlich nicht so leicht, diesen letzteren Fall mit seinen optischen Konsequenzen experimentell zu verwirklichen. Daß er aber das Erscheinen einer Umbra und einer Penumbra zur Folge haben muß, geht deutlich aus dem Schema in Fig. 3 hervor. Innerhalb des zylindrischen Raumes $abcd$ wird die

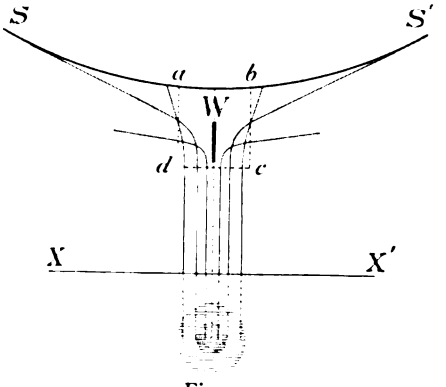


Fig. 3.

Materie als um den Wirbel W zirkulierend angenommen. Die auf den Beobachter zu gerichteten Strahlen haben nach ihrem Austritt aus den innersten Teilen dieses Gebietes (den dünnen Wirbelfaden selbst können wir außer acht lassen) die größte Richtungsänderung erfahren; sie kommen aus dem Raume außerhalb der Photosphäre, haben geringe Intensität und bringen die Umbra hervor. Teile des Fleckens, die etwas weiter von dem Wirbel entfernt liegen, senden uns das Licht zu, wel-

Digitized by Google

ches die Photosphäre in tangentialer Richtung verlassen hat; wir haben hier die Grenze zwischen Umbra und Penumbra (gewissermaßen ein umgekehrtes „Bild" des Sonnenhorizontes). Darauf folgen die Penumbrastrahlen: zunächst die, welche die Photosphäre unter großen Winkeln gegen den Halbmesser der Sonne verlassen haben, und die daher die schwächeren sind; alsdann, je mehr wir uns der äußeren Grenze des Gebietes *abcd* nähern, die Strahlen, welche allmählich gerader von der Lichtquelle herkommen.

Eine Störung in dieser „normalen" Anordnung der Dichtegradienten rings um einen Wirbel kann gelegentlich dazu Anlaß geben, daß das Licht der Photosphäre einen kürzeren Weg auf den Beobachter zu einschlägt, selbst durch die zentralen Teile des Fleckes hindurch. Die hellen Zungen und Brücken, die man häufig in Flecken beobachtet, finden auf diese Weise eine natürliche Erklärung.

Innerhalb einer strömenden Gasmasse ändert sich für gewöhnlich die Geschwindigkeit periodisch (man denke an Windstöße!); somit folgen sich daselbst Schalen größerer und kleinerer Dichte abwechselnd und schneiden die Stromlinien unter rechten Winkeln. In der zirkulierenden Materie rings um einen Wirbel müssen diese Schalen nahezu radiale Richtungen annehmen, zugleich aber schwach spiralig gekrümmt sein. Brechung in einem dergestalt zusammengesetzten System bringt eine Helligkeitsverteilung hervor, die wir als die radialfaserige Struktur der Penumbra kennen[1]).

Wir haben in unserer Sonnenfleckentheorie nicht nötig, irgendwelche besondere Annahmen hinsichtlich der Gestalt des Gebietes zu machen, in welchem die Dichte ein Minimum ist. Wenn es einem Zylinder ähnlich ist, dessen Achse auf uns zu gerichtet ist, so werden allerdings die Wirkungen der Brechung etwas größer sein, als wenn es beispielsweise sphärisch wäre; aber auch im letzteren Falle können sie stark genug sein und werden denselben Hauptcharakter aufweisen. Unsere Erklärung für die Umbra und die Penumbra beruht auf der einzigen Voraussetzung, daß in einem gewissen Gebiete der Sonnenatmosphäre die Gradienten der Dichte genügend groß sind[2]) und von einem Mittelpunkte aus allmählich abnehmen.

1) Die spiralförmigen Flocculi, die auf den mit H_α erhaltenen Spektroheliogrammen von Hale (Astrophys. Journ. **28**, Sept. 1908) zu sehen sind und weit größere Gebiete bedecken, haben wahrscheinlich einen ähnlichen Ursprung.

2) Die Astronomen, die ohne Zögern heftige Eruptionen in Sonnenflecken und unregelmäßige Geschwindigkeiten von vielen Kilometern in der Sekunde als Regel auf der ganzen Sonnenoberfläche zulassen, werden sicherlich die für unsere Beweisführung erforderlichen Dichtegradienten nicht unvernünftig groß finden.

Anomale Dispersion im Gebiete eines Sonnenfleckes.

Wir haben bisher nur die Wirkungen der Brechung im allgemeinen behandelt, ohne die Verschiedenheit ihres Wertes für die verschiedenen Wellen des Spektrums, das heißt die Dispersion, zu berücksichtigen.

Im allgemeinen ist die Brechungskonstante durchsichtiger Medien positiv; im sichtbaren Spektrum nimmt sie mit abnehmender Wellenlänge zu. Indessen können Substanzen, die Absorptionslinien aufweisen, Brechungskonstanten haben, deren Größe für die der nächsten Umgebung der Absorptionslinien angehörenden Wellen so außerordentlich verschieden ist, daß dieser anomalen Dispersion gegenüber die vorstehend besprochene regelmäßige Dispersion nahezu verschwindet. Wir wollen in dieser Abhandlung solche Wellen, die auf der dem Rot zugekehrten Seite von Absorptionslinien und ganz nahe bei diesen liegen, als R-Licht bezeichnen; solche, die nahe bei den Absorptionslinien auf deren dem Violett zugewandten Seite liegen, wollen wir V-Licht nennen. Für das R-Licht hat die Brechungskonstante bei Annäherung an die Linie schnell wachsende positive Werte; für das V-Licht hat sie bei Annäherung an die Linie schnell wachsende negative Werte.

Das Brechungsvermögen $n-1$ eines Gases ist gleich dem Produkte $R\Delta$ aus seiner Brechungskonstanten und seiner Dichte.

Arago und Biot haben gefunden, daß das Brechungsvermögen eines Gasgemisches gleich der Summe der Brechungsvermögen seiner Bestandteile ist:

$$R_m\Delta_m = R_1\Delta_1 + R_2\Delta_2 + \text{usw.}$$

Da alle Gase für die meisten Lichtarten ein positives R haben, so ist das Brechungsvermögen $R_m\Delta_m$ des Gemisches im allgemeinen positiv. Für V-Licht kann $R_m\Delta_m$ aber negativ sein, weil das Glied der Summe, das sich auf den Bestandteil bezieht, der die in Frage kommende Absorptionslinie hervorruft, für V-Licht einen so großen negativen Wert haben kann, daß er die Summe der übrigen, positiven Glieder übertrifft. Dabei ist natürlich vorausgesetzt, daß das Δ des in Rede stehenden Bestandteiles nicht zu klein ist, oder mit anderen Worten: Das schwingende System, welches die betrachtete Linie hervorbringt, darf in dem Gemisch nicht zu spärlich vertreten sein.

In der Nähe von Linien der Hauptbestand-

Digitized by Google

teile überwiegt die anomale Brechung in solchem Grade, daß das negative Brechungsvermögen des Gemisches für V-Licht seiner absoluten Größe nach verhältnismäßig wenig kleiner ist als sein positives Brechungsvermögen für R-Licht.

Was müssen wir aus diesen Tatsachen mit Bezug auf das Sonnenfleckenspektrum folgern?

Wir wollen zunächst den Fall betrachten, daß sich ein Gebiet mit einem Minimum der Dichte gerade vor der Mitte der Scheibe befindet. Wellen, für welche $R_m \Delta_m$ positiv ist, insbesondere solche, welche dem stark gebrochenen R-Licht angehören, werden in diesem Gebiete entsprechend dem Schema unserer Salzlösungstropfen abgelenkt werden; das V-Licht dagegen, für welches $R_m \Delta_m$ große negative Werte hat, wird in demselben System von Gradienten in entgegengesetzter Weise abgelenkt werden, also entsprechend dem Schema der Glyzerintropfen. Sowohl das R-Licht als das V-Licht werden durch Dispersion mehr geschwächt als das übrige Spektrum: Die Fraunhoferschen Linien müssen im Sonnenfleckenspektrum im allgemeinen verbreitert oder von Flügeln begleitet sein.

Da die Flügel durch Brechung verursacht werden und nicht durch Absorption, so sind die Sonnenfleckenlinien nicht eigentlich „verbreiterte Absorptionslinien", sondern vielmehr Absorptionslinien, die in Dispersionsbanden eingebettet sind[1]).

Nicht alle Fraunhoferschen Linien sind im Sonnenfleckenspektrum verbreitert oder verstärkt. Auf die individuellen Verschiedenheiten in ihrem Verhalten hoffe ich bei späterer Gelegenheit zurückzukommen. Einstweilen müssen wir uns nur den Umstand gegenwärtig halten, daß die Zusammensetzung des Gasgemisches nicht auf allen Niveaus der Sonnenatmosphäre dieselbe sein kann. Es hängt daher auch von dem Niveau ab, auf welchem die örtliche Verdünnung auftritt, welche Linien des Sonnenfleckenspektrums in starke Dispersionsbanden eingehüllt sein werden.

Wir wollen nunmehr den Fall behandeln, daß ein Verdünnungsgebiet auf die Sonnenscheibe in einer gewissen Entfernung von ihrem Mittelpunkte projiziert wird.

Das R-Licht muß eine Helligkeitsverteilung aufweisen, die uns an die bei unseren Versuchen mit Salztropfen beobachtete erinnert; das heißt, es wird an der Seite des Fleckens verstärkt, die dem Mittelpunkte der Scheibe zugekehrt ist, und ist auf der entgegengesetzten Seite sehr schwach.

Das V-Licht wird in der anderen Richtung gekrümmt; die Verteilung wird jener ähneln, die sich bei unseren Versuchen mit Glyzerintropfen zeigt; das heißt, das Licht wird auf der vom Mittelpunkte der Scheibe abgewandten Seite verstärkt und ist auf der dem Mittelpunkte der Scheibe zugekehrten Seite sehr schwach.

Diese Regeln enthalten noch keinerlei besondere Annahme über die Anordnung der Dichtegradienten nach ihrer Größe. Wir können daher unsere Vorstellung von der Art und Weise, wie das R-Licht und das V-Licht in einem exzentrisch gelegenen Sonnenflecken verteilt sind, dadurch präzisieren, daß wir unsere frühere Annahme wieder einführen, nach welcher in dem Fleckengebiete der Gradient von innen nach außen hin abnimmt. Der Einfachheit wegen wollen wir dieses Gebiet als nahezu sphärisch voraussetzen.

Unsere Fig. 4 und 5 zeigen den Weg des R-Lichtes bzw. des V-Lichtes. (Wellen, die keine anomale Brechung erleiden, werden dem Schema der Fig. 4 entsprechen, denn bei ihnen ist $R_m \Delta_m$ positiv, aber der Grad der Brechung

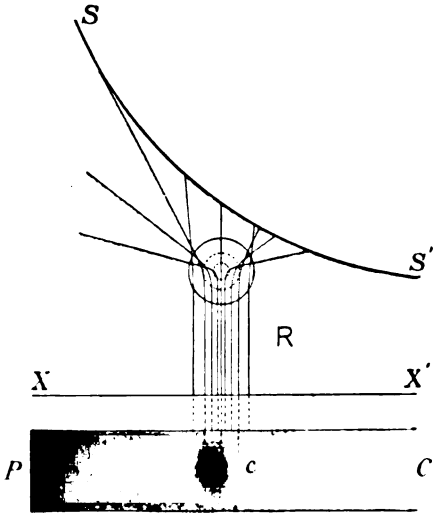


Fig. 4.

wird klein sein; sie werden somit einen Fleck hervorrufen, dessen Umbra kleiner ist als die in Fig. 4 dargestellte.) Wir sehen, daß beim R-Licht die Umbra nach dem Rande zu verschoben ist, während an der gegenüberliegenden Seite des Flecks, bei c, eine helle Stelle erscheint, weil dort das Licht austritt, welches die Photosphäre in senkrechter Richtung verlassen hat. Beim V-Licht dagegen (Fig. 5) ist

1) Proc. Roy. Acad. Amsterdam **7**, 134—140, 1904; **9**, 343—359, 1906. — Astrophys. Journ. **21**, 271—291, 1905; **25**, 95—115, 1907.

Digitized by Google

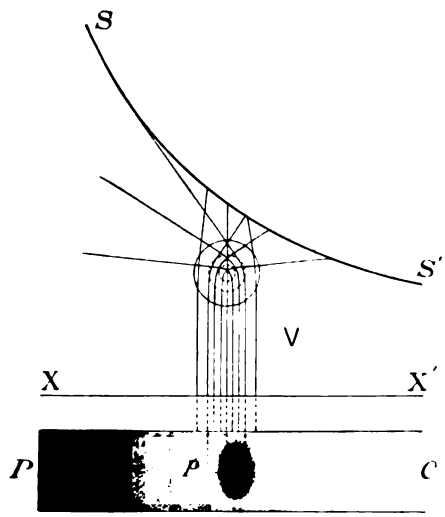


Fig. 5.

die Umbra nach dem Mittelpunkte zu verschoben, und das hellste Licht, das längs der Normalen zur Photosphäre ausgesandt wird, geht von p aus.

Zwei zu gleicher Zeit mit dem R-Licht und dem V-Licht einer geeigneten Linie[1]) aufgenommene Spektroheliogramme desselben typischen Sonnenflecks würden den eben besprochenen Unterschied sehr deutlich zeigen.

Das Spektroskop wird folgende Einzelheiten erkennen lassen.

Wir nehmen an, der Spalt sei im Bilde der Sonne so angeordnet, daß er den Fleck halbiert und mit einem Halbmesser der Scheibe zusammenfällt. In Fig. 6 sei PC eine Fraunhofersche Linie; P weist nach der Peripherie hin, C nach dem Mittelpunkte. Die horizontalen Banden geben das Spektrum der Umbra und der Penumbra an, wie es in solchem Licht erscheint, das keine anomale Brechung erfährt. Im R-Licht ist die Umbra größer und erstreckt sich hauptsächlich in der Richtung auf P zu (vergl. Fig. 4). In der oberen Hälfte des Spektrums erscheint also die Fraunhofersche Linie nach Rot hin verschoben, und zwar noch um so ausgeprägter, weil das V-Licht an derselben Stelle im Spektrum seine größte Helligkeit erreicht (vergl. den Punkt p in Fig. 5). In der unteren Hälfte des Spektrums haben das R-Licht und das V-Licht die Rollen vertauscht[2]).

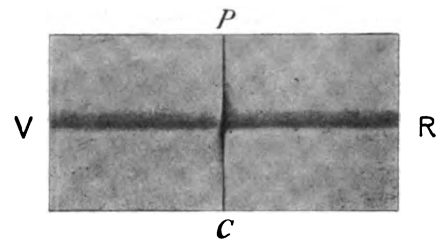


Fig. 6.

Die Verbreiterung der Linie erstreckt sich über die mittlere Penumbra hinaus, weil die Penumbra mit R- und V-Licht gleichfalls größer ist als mit Wellen, die der anormalen Dispersion nicht unterliegen.

Wir folgern, daß im Spektrum eines exzentrisch gelegenen Sonnenflecks — wenn der Spalt diesen Fleck in Richtung auf den Mittelpunkt der Sonnenscheibe durchschneidet — die Fraunhoferschen Linien mehr oder minder stark S-förmig gekrümmt sein müssen, und zwar wird der Grad der Krümmung von der Größe der Entfernung des Flecks vom Mittelpunkte der Scheibe abhängen. Sobald diese Entfernung so klein ist, daß keine genügende Asymmetrie in der Lichtzufuhr vorhanden ist, wird die Neigung der Linien unmerklich.

Bei jeder anderen Richtung des Spaltes muß der Effekt geringer sein; er verschwindet, wenn der Spalt den Fleck in einer Richtung senkrecht zu einer Verbindungslinie zwischen dem Fleck und dem Mittelpunkte halbiert.

1) Vielleicht werden einige Eisenlinien für diesen Zweck dienlicher sein als die breit geflügelten Kalzium- oder Wasserstofflinien, deren Brechungseffekte möglicherweise so groß sind, daß sie den Sachverhalt verwischen.

2) Die Verteilung des Lichtes in Figur 6 ist aus der in den Figuren 4 und 5 abgeleitet worden. Bei diesem Verfahren ist die in Figur 8 angegebene Gestalt der Dispersionskurve gebührend berücksichtigt worden.

Man muß sich nämlich vorstellen, daß der ganze Fleck der Figur 4 kleiner und kleiner erscheint, je mehr die betrachteten Wellen von der Absorptionslinie abrücken, denn in Figur 8 nehmen die Ordinaten $(R_m \Delta_m)_R$ nach Rot hin allmählich ab, bis sie den konstanten Wert $R_0 \Delta_0$ erreichen (vergl. weiter unten S. 68). Die Verteilung des Lichtes längs eines Schnittes PC durch die Figur 4, wie sie sich mit zunehmender Wellenlänge nach und nach darstellen würde, ist in Figur 6 nebeneinander dargestellt, und zwar von der Absorptionslinie ausgehend nach Rot zu.

Auf der violetten Seite der Linie muß man in derselben Weise vorgehen. Dort nehmen die negativen Ordinaten der Figur 8 ab, je weiter wir von der Linie abrücken, und die längs eines Schnittes PC durch Figur 5 herrschende Lichtverteilung muß in immer kleiner werdendem Maßstabe auf Figur 6 übertragen werden. Im Punkte c' der Figur 8 haben wir aber

$$(R_m \Delta_m)_V = 0;$$

Licht von dieser Wellenlänge erleidet in der Sonnenatmosphäre überhaupt keine Brechung, so daß das Sonnenfleckenspektrum hier unterbrochen ist. Darauf erreicht $(R_m \Delta_m)_V$ dann positive Werte und wächst bis auf $R_0 \Delta_0$; die Verteilung des Lichtes ist wiederum aus Figur 4 zu entnehmen.

Die Sonnenfleckenlinien sind somit nicht nur geneigt, sondern auch asymmetrisch, eine Eigenschaft, die besonders die schwächeren Linien zeigen werden, vorausgesetzt, daß die Dispersion des Spektralapparates genügend groß ist.

Digitized by Google

Ist die Annahme radialer Bewegung in Sonnenflecken notwendig?

Im Bulletin Nr. XV des Kodaikánal Observatory vom Februar 1909 ist eine bemerkenswerte Veröffentlichung von J. Evershed unter der Überschrift „Radial movement in sunspots" enthalten. Die in dieser Veröffentlichung geschilderten neuen Tatsachen stimmen vollkommen und in allen Einzelheiten mit den vorstehenden notwendigen Folgen der Brechung überein. Herr Evershed fand in den Spektren aller untersuchten Flecken die Linien nach folgendem Gesetz verschoben: Wo immer ein Fleck auf der Sonnenscheibe gelegen sein mag — vorausgesetzt, daß die Entfernung vom Mittelpunkte mehr als 10^0 beträgt —, ist immer die Mehrzahl der Fraunhoferschen Linien in seinem Spektrum leicht geneigt, wenn der Spalt den Fleck in der Richtung auf den Mittelpunkt der Scheibe zu schneidet. Bei anderen Richtungen des Spaltes ist die Neigung geringer, und sie verschwindet, wenn der Spalt im rechten Winkel zum Halbmesser der Sonne steht. Die Verschiebung der Linien erfolgt immer auf der dem Rande zugekehrten Seite des Flecks nach Rot hin und auf der dem Mittelpunkte zugewandten Seite nach Violett hin; sie ist bei den einzelnen Linien der Größe nach verschieden[1]).

Um diese Erscheinungen zu erklären, nimmt Herr Evershed das Dopplersche Prinzip in Anspruch. Er schreibt die Verschiebungen einer vom Mittelpunkte des Flecks nach außen hin gerichteten radialen Bewegung zu. Die Bewegung muß im wesentlichen horizontal, oder parallel zur Oberfläche der Sonne verlaufen; die Geschwindigkeit scheint vom Mittelpunkte des Flecks nach außen hin zuzunehmen, indessen hört die Bewegung an den Grenzen der Penumbra anscheinend unvermittelt auf. Die Linien im eigentlichen Umbralspektrum scheinen für gewöhnlich von Bewegung in der Sehlinie fast gänzlich unberührt zu bleiben. Es ist also in der Umbra keinerlei Quelle vorhanden, und wir stehen vor der schwierigen Frage: Woher kommt die Materie, die sich beständig in dem Fleck ausbreitet, und wo häuft sie sich an? Überdies bewegen sich die Höchstgeschwindigkeiten, auf welche die Verschiebungen der verschiedenen Linien hinweisen, zwischen 0 und mehr als 2 Kilometer in der Sekunde, so daß sich die Elemente unabhängig voneinander bewegen würden. Herr Evershed bemerkt auch selbst, daß die Hypothese einer radialen Bewegung durchaus nicht mit den Folgerungen in Einklang zu stehen scheint, zu denen Hale bei seinen Untersuchungen über Wirbel und Magnetfelder in Sonnenflecken gelangt ist.

Meiner Auffassung nach sind die Schwierigkeiten, welche die Erklärung des Herrn Evershed für die von ihm entdeckten wichtigen Tatsachen enthält, unüberwindlich. Eine Bewegung in der Sehlinie kann nicht die Ursache für diese systematischen Verschiebungen sein. Ebensowenig lassen sie sich durch Druck oder durch den Einfluß eines Magnetfeldes erklären, wenn man nicht sehr unwahrscheinliche Hypothesen ad hoc einführen will. Dagegen kann ich keinerlei ernstliche Schwierigkeit darin finden, die neu entdeckten Erscheinungen als einfache Folgen der anomalen Brechung des Photosphärenlichtes in örtlichen Verdünnungen der Sonnenatmosphäre zu erklären.

Über den Ursprung der Fraunhoferschen Linien.

Wir haben einen Sonnenfleck als ein Gebiet betrachtet, in welchem der Dichtegradient vom Mittelpunkte nach außen hin nach allen Richtungen regelmäßig abnimmt und somit bis zur äußeren Grenze der Penumbra dasselbe Vorzeichen behält.

Wir nehmen an, daß Dichtegradienten von derselben Größenordnung gerade so gut außerhalb der Flecken an vielen Stellen überall in der Sonnenatmosphäre vorkommen, aber hier werden sie nicht durch den systematisierenden Einfluß eines bestimmenden Wirbels geordnet und wechseln oft ihr Vorzeichen.

Wenn nun die Verbreiterung der Fraunhoferschen Linien im Sonnenfleckenspektrum anomaler Dispersion in ausgedehnten Gebieten zugeschrieben werden muß, die eine tiefe „Depression" enthalten, warum sollte da die Breite der Linien im gewöhnlichen Sonnenspektrum nicht ebenfalls zu einem großen Teile durch Dispersion in kleineren Verdünnungs- oder Verdichtungsgebieten verursacht werden?

Auf den ersten Anblick scheint der Augenschein nicht zugunsten dieser Ansicht zu sprechen. Man könnte nämlich behaupten, daß, wenn das R-Licht und das V-Licht in der

1) Die Linie H_β war nicht geneigt. Wir vermuten, daß die durch den Wasserstoff der Sonnenatmosphäre hervorgerufene anomale Brechung zu beträchtlich ist, um in derselben Weise sichtbar zu werden wie die durch andere Elemente verursachte Brechung. Bereits im gewöhnlichen Sonnenspektrum ist die Dispersionsbande von H_β mehr als eine Ångström-Einheit breit; im Sonnenfleckenspektrum mag sie sich vielleicht so viel weiter ausdehnen, daß man geneigt ist, sie als nicht der Linie angehörig anzusehen und deshalb die Linie als geschwächt zu betrachten. (Weitere Erwägungen, auf die ich in einer, späteren Arbeit eingehen werde, kommen noch hinzu.) Die schmale mittlere Linie nun ist die wahre Absorptionslinie H_β, die natürlich durch Brechung nicht verschoben oder gekrümmt werden kann.

Digitized by Google

Sonnenatmosphäre nicht wirklich absorbiert würden, daß dann diese Wellen die Sonne jedenfalls verlassen müßten, wenn auch vielleicht an Stellen, die sehr weit von jenen entfernt sind, an denen sie aus der Photosphäre ausgetreten sind, und daß sie deshalb in dem durchschnittlichen Sonnenlichte nicht fehlen könnten[1]).

Aber diese Beweisführung ist unrichtig.

Um dies zu verstehen, wollen wir uns die ganze Sonnenatmosphäre durch Flächen dergestalt in Alveolen oder Zellen zerlegt denken, daß jede Zelle entweder ein Maximum oder ein Minimum der Dichte einschließt. Die Gestalt dieser Zellen wird äußerst verschieden sein.

Wir wollen zunächst eine nahezu kugelförmige Zelle betrachten, die ein Minimum einschließt (Fig. 7). Alles Licht, welches aus

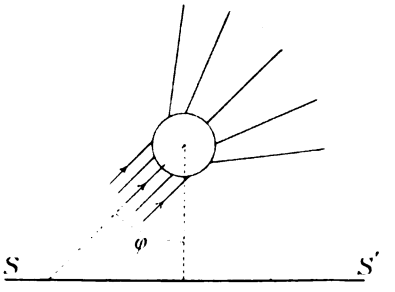


Fig. 7.

der Photosphäre SS' kommt und in dieses Gebiet in einer Richtung eintritt, die mit der Normalen zur Photosphäre einen Winkel φ bildet, wird die Zelle als ein divergentes Strahlenbündel verlassen. Die Ausbreitung dieses Bündels ist um so größer, je größer die Brechungskonstante R_m für die betrachtete Lichtart ist. (Wenn R_m negativ ist, so werden die Strahlen zunächst konvergieren, hernach aber gerade so gut divergieren.)

Bei kleinen Werten von φ und mäßiger Brechung werden sämtliche einfallende Strahlen die Zelle in solchen Richtungen verlassen, daß sie sich auch weiterhin von der Photosphäre fortbewegen. Aber mit größeren Werten sowohl von φ wie von R_m wächst die Chance dafür, daß einige der zerstreuten Strahlen auf die Photosphäre zu rückwärts gerichtet sein werden und somit verhindert sein werden, die Sonne zu verlassen.

Die gesamte in unsere Zelle eintretende Lichtmenge finden wir durch Integration rings um die Normale und zwischen den Grenzen 0 und $\pi/2$ für φ. (Allerdings wird in unsere Zelle einiges Licht eintreten, das aus höher-

1) Man vergleiche z. B. Hartmann, Astron. Nachr. 175, 360, 1907.

gelegenen Schichten kommt, wo es seitens anderer Zellen abwärts gebrochen worden ist, aber dieser Beitrag ist klein im Vergleich mit der Zufuhr von unten her.) All dieses Licht würde seitens des Himmelskörpers ausgesandt werden, wenn keine Krümmung der Strahlen stattfinden würde; so aber kehrt ein Teil zur Photosphäre zurück. Dieser Teil ist um so größer, je größere (positive oder negative) Werte R_m hat.

Allerdings sind die Zellen nicht kugelförmig, aber es ist klar, daß unser Ergebnis im allgemeinen seine Gültigkeit behalten muß, wenn wir andere Formen betrachten. Und eine Zelle, die ein Dichtemaximum einschließt, läßt die Strahlen zunächst konvergieren und dann divergieren, falls R_m positiv ist, sie läßt sie dagegen immer divergieren, falls R_m negativ ist.

Somit wirken alle Ungleichheiten der Dichte dahin zusammen, einen gewissen Teil des Lichtes der Photosphäre am Durchgang durch die Sonnenatmosphäre zu verhindern[1]).

Im Sonnenspektrum erscheinen die Wellen, welche der nächsten Nachbarschaft der Absorptionslinien angehören, mit geringerer Intensität als die übrigen Wellen, und zwar nicht, weil sie in der Sonnenatmosphäre absorbiert werden, sondern weil sie teilweise wieder nach innen zurückgelenkt werden. Die Fraunhoferschen Linien sind Absorptionslinien, die in Dispersionsbanden eingehüllt sind.

Asymmetrie der Fraunhoferschen Linien.

Aus unserer veränderten Auffassung vom Sonnenspektrum — die nur eine Ergänzung der Kirchhoffschen Erklärung ist — folgt, daß alle Fraunhoferschen Linien gegenüber den charakteristischen Eigenschaften reiner Absorptionslinien gewisse systematische Unterscheidungsmerkmale aufweisen müssen.

Dispersionsbanden, die von der Sonnenatmosphäre hervorgebracht werden, müssen asymmetrisch sein, und zwar die schmäleren in höherem Maße als die breiteren.

Wir können in der Tat das Brechungsvermögen dieser Atmosphäre für jede einzelne Art des einer gegebenen Linie zugehörigen R-Lichtes durch den Ausdruck

1) Dieselbe Wirkung der Brechung muß auch dazu Anlaß geben, daß die Helligkeit der Scheibe vom Mittelpunkt nach dem Rande zu abnimmt, selbst wenn vielleicht das Gesetz des Kosinus für die Strahlung der Photosphäre gilt, und unabhängig von einer allgemeinen Absorption oder Streuung, welche die Sonnenatmosphäre möglicherweise ausübt (vergl. die Fußnote 1 auf Seite 58, Spalte 1).

Digitized by Google

$$(R_m \Delta_m)_R = (R_1 \Delta_1)_R + (R_0 \Delta_0)_R$$

darstellen. In diesem Ausdruck bezieht sich das Glied $R_1\Delta_1$ auf den Bestandteil der Atmosphäre, der die in Rede stehende Linie hervorbringt, und $R_0\Delta_0$ bezeichnet das Brechungsvermögen des Gemisches aus den übrigen Bestandteilen. Beide Glieder sind positiv.

Ein ähnlicher Ausdruck,

$$(R_m \Delta_m)_V = (R_1 \Delta_1)_V + (R_0 \Delta_0)_V,$$

bezieht sich auf das V-Licht derselben Linie. In diesem Ausdruck wird das Glied $(R_0\Delta_0)^V$ keineswegs in merklichem Betrage von $(R_0\Delta_0)^R$ verschieden sein; hier ist aber R_1 negativ. In gleichen Entfernungen zu beiden Seiten der Absorptionslinie hat R_1 (gemäß dem Gesetze der anomalen Dispersion) nahezu gleiche Werte von entgegengesetztem Vorzeichen. Wenn wir daher auf der violetten Seite der Linie eine Wellenlänge wählen, die zu dem zuvor gewählten R-Licht symmetrisch ist, so können wir schreiben:

$$(R_m \Delta_m)_V = -(R_1 \Delta_1)_R + (R_0 \Delta_0)_R,$$

so daß also für derartige Paare von Wellenlängen die Beziehung

$$(R_m \Delta_m)_R + (R_m \Delta_m)_V = 2 R_0 \Delta_0 = \text{konst.}$$

gilt.

Angenommen, wir nähern uns von beiden Seiten her der Linie in symmetrischer Weise, so sind anfänglich $(R_m \Delta_m)_R$ und $(R_m \Delta_m)_V$ beide positiv; die eine dieser Größen nimmt zu, die andere nimmt ab, und wenn $(R_m \Delta_m)^R$ den Wert $2R_0\Delta_0$ erreicht hat, so geht $(R_m \Delta_m)_V$ durch den Wert Null hindurch und beginnt nunmehr wachsende negative Werte anzunehmen. Dem absoluten Werte nach wird aber $(R_m \Delta_m)_V$ immer kleiner sein als der entsprechende Wert von $(R_m \Delta_m)_R$; der Unterschied wächst von o bis $2R_0\Delta_0$ und bleibt dann konstant, wenn wir näher an die Absorptionslinie heranrücken.

Fig. 8 wird diesen Sachverhalt näher beleuchten. Die Ordinaten a und a', b und b' usw. stellen solche Werte von $R_m\Delta_m$ dar, die sich auf Wellen beziehen, welche in bezug auf die Absorptionslinie symmetrisch liegen. Die Ordinaten der gestrichelten Linie haben den nahezu konstanten Wert $R_0\Delta_0$.

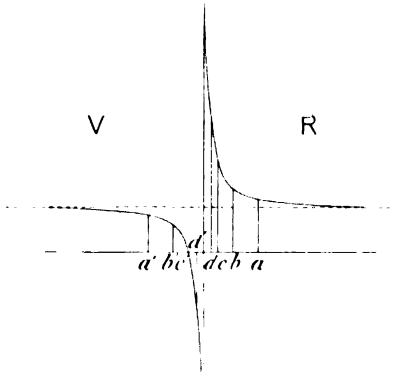


Fig. 8.

Für den Grad, in welchem das Licht durch Brechung in den Sonnengasen zerstreut wird, ist der absolute Wert von $R_m\Delta_m$ bestimmend. Der durchschnittliche Effekt muß demnach auf der roten Seite einer Absorptionslinie größer sein als auf der violetten Seite. Die Asymmetrie der Dispersionsbande muß sich als eine Verschiebung der Fraunhoferschen Linie nach der roten Seite hin kundgeben. Wenn jedoch (in einer ziemlich breiten Linie des Spektrums) die Glieder $+R_1\Delta_1$ in hohem Maße überwiegen, mit anderen Worten, wenn die schwingenden Systeme, welche die Ursache für unsere Linie sind, einen bedeutenden Teil der Sonnenatmosphäre ausmachen, so wird die Asymmetrie, und mit ihr die Verschiebung, unmerklich.

Eine Verschiebung der Mehrzahl der Fraunhoferschen Linien nach der Seite der größeren Wellenlängen hin, die sich auf einige Tausendstel einer Ångström-Einheit belief, wurde bereits im Jahre 1896 von Jewell entdeckt. Es fanden sich aber zahlreiche Ausnahmen, nämlich Linien, die keine Verschiebung zeigten, oder solche, die — gegenüber ihrer Lage in dem im Laboratorium hervorgebrachten Emissionsspektrum — eine Verschiebung nach der violetten Seite hin aufwiesen.

Neuerdings haben die Herren Fabry und Buisson[1]) ihre feine und äußerst genaue Interferenzmethode auf die Vergleichung zwischen den Eisenlinien des Bogenspektrums und denen des Sonnenspektrums angewendet. Sie konnten nach dieser Methode nur schmale Linien untersuchen. Ihre Ergebnisse bestätigten die von Jewell gewonnenen: Sie fanden im allgemeinen eine Verschiebung nach Rot hin, aber viele Ausnahmen. Die letzteren schienen aber ausschließlich solche Linien zu betreffen, die unter gewöhnlichen Verhältnissen im Bogenspektrum nicht sehr scharf sind und sich bei Erhöhung der Stromstärke asymmetrisch verbreitern. Bei solchen Linien war vielleicht die Bestimmung der Lage im Emissionsspektrum nicht so genau gewesen, wie es erwünscht gewesen wäre. Es gelang Fabry und Buisson[2]), diese zweifelhaften Linien dadurch vollkommen scharf zu machen, daß sie den Eisenbogen im Vakuum erzeugten. Als sie das

1) Fabry et Buisson, C. R., 15. März und 29. März 1909.

2) Fabry et Buisson, C. R., 10. Mai 1909.

Digitized by Google

Sonnenspektrum mit dem auf diese Weise erhaltenen Bogenspektrum verglichen, fanden sie, daß die Ausnahmen verschwunden waren: Sämtliche untersuchte Linien waren im Fraunhoferschen Spektrum nach Rot verschoben. Die Verschiebungen bewegten sich zwischen 0,005 und 0,010 Ängströmeinheiten bei Linien, deren Breite zwischen 0,07 und 0,16 Ängströmeinheiten (Intensitäten 1 bis 8 nach der Rowlandschen Skala) variierte.

Am Anfang ihrer interessanten Mitteilungen bemerken Fabry und Buisson: „Le déplacement des raies permet (donc) de mesurer les variations de pression. En comparant les raies du spectre solaire avec les raies correspondantes de l'arc à la pression atmosphérique, on a un moyen d'évaluer la pression de la couche renversante, si toutefois aucun autre phénomène n'intervient." (Die Verschiebung der Linien gestattet [also], die Änderungen des Druckes zu messen. In der Vergleichung der Linien des Sonnenspektrums mit den entsprechenden Linien des Lichtbogens bei Atmosphärendruck hat man ein Mittel, den Druck in der umkehrenden Schicht zu messen, falls immerhin kein anderes Phänomen mitspielt.) Unter der Voraussetzung, daß außer den störenden Erscheinungen, welche sie bei ihren Untersuchungen ausgeschlossen hatten, keine weiteren auftraten, berechnen sie, daß der mittlere Druck in der umkehrenden Schicht zwischen 5 und 6 Atmosphären betragen muß.

Ich bin der Meinung, daß diese Bewertung sicherlich zu hoch ist. Die beobachteten Verschiebungen können tatsächlich nicht ausschließlich durch Druck hervorgerufen worden sein, weil die Brechung sicherlich Bewegungen der Linien in derselben Richtung veranlaßt. Falls man nun vielleicht auf Grund zukünftiger Forschung dahin gelangen sollte, es als wahrscheinlich anzusehen, daß auf demselben Niveau in der Sonne der Druck sehr viel kleiner ist als 5 bis 6 Atmosphären, so würde dies mit den Beobachtungsergebnissen von Fabry und Buisson durchaus nicht unvereinbar sein, weil wir die anomale Dispersion für den ganzen Effekt verantwortlich machen können.

Ähnliche Betrachtungen lassen sich auf ein anderes allgemeines Ergebnis neuerer Beobachtungen anwenden, nämlich auf gewisse systematische Verschiedenheiten, die zwischen dem Spektrum der Mitte und jenem des Randes der Sonnenscheibe vorhanden sind.

Buisson und Fabry[1]) fassen die Tatsachen folgendermaßen zusammen:

„1. Il y a un changement d'aspect pour certaines raies. Pour les fortes raies, la pénombre est affaiblie dans le spectre du bord. Parmi les autres raies, quelques-unes sont renforcées ou affaiblies sur les bords du disque, et le changement est en général de même sens que dans le spectre des taches"[1]).

(Es tritt bei gewissen Linien eine Veränderung des Aussehens ein. Bei den starken Linien ist die Penumbra im Spektrum des Randes geschwächt. Von den übrigen Linien werden einige an den Rändern der Scheibe verstärkt oder geschwächt, und die Änderung erfolgt im allgemeinen in demselben Sinne wie im Spektrum der Sonnenflecken.)

„2. Halm[2]) a annoncé que certaines raies subissent, du centre aux bords, un léger accroissement de longueur d'onde; ses mesures ont été faites sur deux raies rouges du fer, en comparant leurs positions à celles de deux raies telluriques voisines. Il a trouvé un déplacement de 0,012 Ångström."

(Halm hat angegeben, daß gewisse Linien von der Mitte nach dem Rande zu eine geringe Zunahme der Wellenlänge erfahren; er hat seine Messungen an zwei roten Eisenlinien angestellt und deren Lage mit jener zweier benachbarter irdischer Linien verglichen. Er fand eine Verschiebung um 0,012 Ångström.)

Buisson und Fabry haben nach ihrer Interferenzmethode 14 Linien verschiedener Metalle (mit Intensitäten von 2—6 Einheiten der Rowlandschen Skala) untersucht; dabei fanden sie das Ergebnis von Halm bestätigt, nämlich eine zwischen 0,004 und 0,006 Ångström-Einheiten schwankende Verschiebung nach Rot hin beim Übergang von der Mitte zum Rande. (Zwei Vanadiumlinien wurden nicht verschoben.) Außerdem schienen eben diese Linien am Rande ungefähr 0,010 Ångström-Einheiten breiter zu sein als in der Mitte der Scheibe. Wir können die Sache somit so auffassen, als wenn die Verbreiterung hauptsächlich die dem roten Ende zugekehrte Seite der Linien angeht.

Wenn man diese Erscheinung ebenfalls mit Hilfe des Druckeffektes erklären will — wie es die Entdecker getan haben —, so muß man annehmen, daß tiefere Schichten, in denen der Druck höher ist, zur Bildung der Absorptionslinien in der Nähe des Randes verhältnismäßig mehr beitragen als in der Nähe der Mitte der Sonnenscheibe.

Wir wollen bei verschiedenen Schwierig-

1) Buisson et Fabry, C. R., 28. Juni 1909.

1) Hale and Adams, Astrophys. Journ. **25**, Juni 1907.

2) Halm, Astronom. Nachr. Nr. 4146, 4147, 1907.

Digitized by Google

keiten, denen man beim Ausbau dieser Vorstellung begegnet, nicht verweilen; es wird vermutlich möglich sein, diese dadurch zu beseitigen, daß man Hilfshypothesen über die Dicke der Schichten oder die Temperatur und sonstige physikalische Verhältnisse der absorbierenden Dämpfe einführt.

Auf alle Fälle ist es unnötig, die oben erwähnten Unterschiede zwischen den Spektren der mittleren Teile und der Randteile der Scheibe ganz und gar auf Druck zurückzuführen, denn anomale Brechung — die ohne Zweifel mitspielt — wirkt genau in der Weise, daß eine Verbreiterung schmaler Linien, besonders auf ihrer roten Seite, im Spektrum des Randes zu erwarten ist.

In der Regel haben nämlich solche Strahlen, die vom Rande herkommen, eine längere Strecke durch die Sonnengase hindurch zurückgelegt als solche Strahlen, die von der Mitte herkommen; erstere sind daher einem Intensitätsverlust infolge des Prozesses der Krümmung gegen die Photosphäre hin mehr ausgesetzt gewesen. Der Betrag der unregelmäßigen Strahlenkrümmung hängt von dem absoluten Werte von $R_m \Delta_m'$ ab, und dieser ist (in der Nähe der schwächeren Linien des Sonnenspektrums) für R-Licht merklich größer als für V-Licht. Sonach müssen sich die Linien hauptsächlich auf ihrer nach dem roten Ende liegenden Seite in dem Maße verbreitern, wie die Gelegenheit für einen Lichtverlust zunimmt.

Daß der Charakter des Randspektrums dem des Fleckenspektrums in vieler Hinsicht ähnelt, erklärt sich aus der Brechungstheorie ohne weiteres. Das Licht, das wir aus den inneren Zonen der Penumbra empfangen, hat nämlich solche Bahnen verfolgt, längs welcher die Randstrahlenverhältnisse vorherrschen (vergl. Fig. 3).

Andererseits finden sich im Verhalten verschiedener Fraunhoferscher Linien zahlreiche Eigentümlichkeiten, die wir nicht so leicht erklären können, wenn wir einfach die Brechungsgesetze anwenden, — entweder, weil hier ganz andere Vorgänge mit in Frage kommen, oder vielleicht, weil die Folgen der Brechung noch gründlicher erforscht werden müssen. (Ich erinnere nur an die Schwächung der Flügel der stärkeren Linien im Randspektrum; an die Schwächung mehrerer Linien im Sonnenfleckenspektrum; an das verschiedenartige Verhalten der Wasserstofflinien im Randspektrum und im Fleckenspektrum, usw.) Alle diese Punkte erfordern eine eingehende Erforschung der Einzelheiten, für welche wir über eine ausgedehnte Sammlung von Beobachtungsergebnissen verfügen müssen.

Schließlich möchte ich noch auf eine Folgerung aufmerksam machen, die sich aus unserer Auffassung des Fraunhoferschen Spektrums ergibt, und welche meines Wissens bislang noch durch keinerlei direkte Beobachtung gestützt wird.

Unter den verschiedenen Arten von V-Licht jeder Linie muß es eine Art geben, für welche $R_m \Delta_m = 0$ ist (bei c' in Fig. 8). Strahlen von dieser und von benachbarten Wellenlängen erleiden eine geringere Brechung als Strahlen, die linienfreien Teilen des Spektrums angehören; sie müssen somit Streifen von größerer Helligkeit (Pseudo-Emissionslinien) im Spektrum der Mitte der Sonnenscheibe hervorrufen. Für starke Fraunhofersche Linien liegt der Punkt c' weit abseits auf einem Teile der Dispersionskurve, der so schwach geneigt ist, daß die helle Bande verwaschen und nicht wahrnehmbar sein dürfte. Für schmälere Linien aber wird der helle Trabant gleichfalls schmal und stärker hervortretend sein. Sein Abstand von der Absorptionslinie ist stets kleiner als die Breite der Fraunhoferschen Linie. Durch Anwendung der äußerst empfindlichen Methode von Fabry und Buisson können die hellen Linien vielleicht entdeckt werden.

(Nach Proceedings of the Royal Academy of Amsterdam **12**, 266—284, 1909 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. Dezember 1909.)

Über den Ursprung des Lichtes der Chromosphäre.

Zusatz zu der deutschen Übersetzung des vorstehenden Aufsatzes.

Von W. H. Julius.

Nachdem die obige Arbeit abgeschlossen war, erschien eine Mitteilung von Hale und Adams[1]) über das Spektrum der Chromosphäre und der umkehrenden Schicht. Sie fanden, daß 121 Chromosphärenlinien (in den Bereichen λ 4492 — λ 4584 und λ 5111 bis λ 5198) gegen die entsprechenden Fraunhoferschen Linien im Mittel nicht mehr als 0,013 A.-E., sei es nach Rot oder nach Violett hin, verschoben waren, während, mit Berücksichtigung des Zeichens der Abweichungen, eine mittlere systematische Verschiebung von nur 0,002 A.-E. (viel kleiner als die Fehler der Messungen) nach Rot übrig blieb.

1) Hale und Adams, Photography of the „flash" spectrum without an eclipse. Contrib. Mount Wilson Solar Obs. No. 41; Astroph. Journ. **30**, Okt. 1909.

Digitized by Google

Dieses vorläufige Ergebnis widerspricht, ihrer Meinung nach, der von mir aufgestellten Hypothese, nach welcher die hellen Linien des Chromosphärenspektrums hauptsächlich durch anomale Refraktion des weißen Lichtes der Photosphäre hervorgerufen werden. Sie sagen: „Wenn dies aber der Fall wäre, so würde man erwarten, die Wellenlängen der chromosphärischen Linien merklich von den normalen Werten verschieden zu finden, und zwar etwas größer im Hinblick auf die gewöhnliche Voraussetzung eines von der Sonnenoberfläche nach außen abnehmenden Dichtigkeitsgradienten."

Offenbar wurde diese Behauptung von Hale und Adams dadurch veranlaßt, daß ihnen speziell die von dem radialen Dichtigkeitsgradienten der Sonnenatmosphäre herrührende Krümmung der Lichtstrahlen vor Augen stand. Die unregelmäßige Strahlenbrechung, welcher ich schon im Jahre 1900[1]) eine große Bedeutung beigelegt hatte, um die Eigentümlichkeiten des Chromosphärenlichtes zu erklären, wurde von ihnen nicht genügend berücksichtigt. Daß bedeutende Dichtigkeitsgradienten ganz verschiedener Richtungen überall in der Sonnenatmosphäre existieren müssen, dürfte aber schon mit Rücksicht auf die verwickelte, kontrastreiche Struktur der Spektroheliogramme, und unabhängig von Hypothesen bezüglich der Natur der Flocculi, nicht zweifelhaft sein. Solche unregelmäßige Gradienten können sehr wohl den allgemeinen radialen Gradient an Steilheit übertreffen.

Es bietet nun keine Schwierigkeiten, die jetzt vorliegende systematische Behandlung der Folgen unregelmäßiger Strahlenbrechung auch auf Teile der Sonnenatmosphäre, die sich außerhalb des Randes der Scheibe projizieren, auszudehnen. Man hat sich zu dem Zwecke nur vorzustellen, wie sich der Strahlengang in nahe am Rande gelegenen lokalen Verdichtungen oder Verdünnungen gestalten muß, und zieht dann leicht die folgenden Schlüsse:

1. Durch anomale Refraktion kann sowohl V-Licht als R-Licht im Spektrum der Chromosphäre auftreten.

2. Die am stärksten brechbaren Strahlengattungen liegen der absorbierten Strahlung im Spektrum beiderseits so nahe, daß man die Differenz ihrer Wellenlängen praktisch nicht nachweisen kann, und also die engen Chromosphärenlinien fast genau an der Stelle der entsprechenden Emissionslinien finden muß. Falls stellenweise das R-Licht oder das V-Licht überwiegt, so kann die daraus sich ergebende Verschiebung doch niemals die halbe Breite der entsprechenden Fraunhoferschen Linie übertreffen. Mit dem anfangs erwähnten Beobachtungsresultat stehen die Folgerungen aus unserer Theorie somit keineswegs in Widerspruch.

3. Hauptbestandteile der Sonnenatmosphäre, für welche $R_1 A_1$ sehr große Werte erreichen kann, erzeugen durch anomale Refraktion breite Chromosphärenlinien, die bisweilen deutlich asymmetrisch sind, so daß sie verschoben oder verzerrt erscheinen. Das dunkle Dispersionsband der Fraunhoferschen Linie setzt sich, bis zu einer gewissen Entfernung außerhalb des Sonnenrandes, im Innern einer breiten Chromosphärenlinie fort, denn die Wellen, welche der eigentlichen Absorptionslinie eines Hauptbestandteiles am nächsten liegen, können sogar weit vom Rande noch eine so starke Biegung erleiden, daß sie zur Photosphäre zurückkehren und deshalb im Spektrum fehlen.

Für jetzt muß ich mich auf diese wenigen Andeutungen beschränken. An anderer Stelle[1]) habe ich ausführlicher gezeigt, daß die Ergebnisse der von Hale und Adams ausgeführten vorläufigen Messungen in guter Übereinstimmung mit der Theorie sind, welche das Licht der Chromosphäre und der sogenannten umkehrenden Schicht hauptsächlich der anomalen Dispersion zuschreibt.

Bemerkt sei schließlich noch, daß man bei unserer Auffassung ohne Schwierigkeit die merkwürdige Tatsache erklärt, daß gewisse chromosphärische Linien bisweilen sehr starke Verzerrungen und Verschiebungen aufweisen, speziell in Protuberanzen und Fleckengegenden, während an denselben Stellen zu gleicher Zeit die meisten andern Linien ihr Aussehen nicht merklich ändern. Dagegen muß die gewöhnliche Theorie der Sonnenphänomene, die solche Verschiebungen auf Bewegung in der Gesichtslinie zurückführt, das schwerlösliche Rätsel entwirren, wie denn die Mehrzahl der Dämpfe beschaffen sein sollen, damit sie dem Kalzium, Wasserstoff, Magnesium, Eisen, Natrium, mit Geschwindigkeiten, die oft enorm und nahe parallel der Sonnenoberfläche sind, den Durchflug gestatten, ohne sich in ihrer Ruhe stören zu lassen!

1) Julius, Astron. Nachr. **153**, 442, 1900; diese Zeitschr. **2**, 358, 1901.

1) Proc. Roy. Acad. Amsterdam **12**, 446—452, 1909.

(Eingegangen 2. Januar 1910.)

Digitized by Google

BESPRECHUNGEN.

O. Manville. Les découvertes modernes en physique. [illegible]

Das Buch hat die Absicht, einen populären Überblick über die Entwicklung der Physik in den letzten Jahrzehnten zu geben. Es behandelt die Physik der Ionen und Elektronen, einschließlich der Lehre von der Ionisierung in Gasen, Flammen und Elektrolyten, ferner die Theorie der Elektrizitätsleitung in Metallen, die Theorie der Strahlung, Quantentheorie und Atomtheorie, die Theorie der Gravitation und die Relativitätstheorie. Die Darstellung ist durchaus populär gehalten und setzt keine mathematischen Kenntnisse voraus. Die Beispiele sind meist der Technik entnommen, Literaturangaben fehlen. Eine Einführung in die Literatur ist also nicht vorhanden. Berg.

Boletín del Laboratorio de Radiactividad de la Universidad de Madrid Facultad de Ciencias. In Gemeinschaft mit Fachgenossen herausgegeben von José Muñoz del Castillo. Jährlich 10 Hefte im Gesamtumfange von etwa 300 Seiten zum Preise von 7 Francs. 1. Jahrgang, Heft 1—4. Madrid 1909.

In Spanien herrscht dank den rastlosen Bemühungen von José Muñoz del Castillo bereits seit längerer Zeit ein sehr reges Interesse für die Radioaktivität und ihre Probleme. Seinen Ausdruck hat dieses Interesse in der schon vor mehreren Jahren erfolgten Errichtung eines unter der Leitung des genannten Gelehrten stehenden und der Facultad de Ciencias der Universität Madrid angegliederten Laboratoriums für radioaktive Untersuchungen und nunmehr auch in der Gründung einer besonderen Zeitschrift gefunden. Das „Boletín del Laboratorio de Radiactividad", in dem alle Fragen der Radioaktivität und benachbarter Forschungsgebiete behandelt werden sollen, wendet sich sowohl an spanische wie an nichtspanische Fachleute. Für die spanische Leserwelt bestimmt und darum in spanischer Sprache geschrieben sind die Abschnitte zur Geschichte der Radioaktivität, kurze Biographie von Becquerel, P. Curie usw., ferner die Mitteilungen ausländischer Gelehrter, wichtigere Arbeiten von Rutherford, J. Danne, Sagnac, Costanzo und Negro, G. C. Schmidt, Ph. A. Guye usw., die der Redaktion zugehen und von ihr je nach den Umständen entweder vollständig oder im Auszuge übersetzt und veröffentlicht werden, und schließlich populäre Abhandlungen, die das Verständnis für die theoretische und praktische Bedeutung der Radioaktivität in weiteren Kreisen, besonders bei den Ärzten, verbreiten sollen. An das Ausland richten sich die in französischer Sprache geschriebenen Originalarbeiten spanischer Fachleute. So finden sich in den bereits erschienenen Heften Abhandlungen von Muñoz del Castillo über den gegenwärtigen Stand der Untersuchung der Radioaktivität und der atmosphärischen Elektrizität und über die Ursache der Luft- und Erdströme, von Muñoz del Castillo und Cabrera über die Absorption der Becquerelstrahlen durch Metalle, von Muñoz del Castillo und Cabrera eine Untersuchung über die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen in Wasserstoff bei verschiedener Temperatur, eine Arbeit von Muñoz del Castillo über die Anwendung mathematischer Reihen zur graphischen Interpolation des Verlaufs einer Kurve, eine Reihe von Mitteilungen über die Radioaktivität einiger Mineralquellen von Muñoz del Castillo, Cabrera und Mata, eine Arbeit von Muñoz del Castillo über die Radioaktivität der Luft in Madrid, Cabrera und Mata.

Die Zusammenfassung über die Fortschritte der Radioaktivität im Zusammenhang mit den unmittelbaren Problemen übernommen und durch Arbeiten über die Absorption der Strahlen, Untersuchung der Emanation, Radioaktivität der Mineralquellen, Arbeiten von Muñoz del Castillo, Cabrera und Mata ergänzt. Berg.

Werner Meißenburg.

Personalien.

Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.

Habilitiert: An der Universität Genf Dr. K. Fajans für Chemie, an der Universität Wien Dr. Emil Abel für physikalische Chemie, an der Universität Berlin Dr. Hermann Lenschau für Chemie, an der Universität Berlin Dr. Bernhard Grete für Astronomie und Dr. Aloys Bernoulli für Physik an der Universität Würzburg Dr. Johann v. Hallwachs für Chemie.

Ernannt: J. E. Purvis zum Lecturer für Angewandte Chemie und Physik auf Hygiene an der Universität Cambridge, Dr. J. L. Simonsen Assistant lecturer und Demonstrator an der Universität Manchester zum Professor der Chemie an der Universität Mainz, Dr. Otto Feist in Frankfurt a. M. zum Observator des Aeronautischen Observatoriums in Lindenberg bei Berlin, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Zürich Dr. Erhard Schmidt in gleicher Eigenschaft an der Universität Erlangen, Nachfolger v. o. Prof. Dr. Paul Gordan, der Privatdozent am I. chemischen Institut der Universität Berlin Dr. Conrad Bartelt zum ord. Professor der Chemie an der Universität Peking.

Berufen: Der Privatdozent für Geophysik an der Universität Berlin, Professor Dr. Friedrich Bidlingmaier an das Marineobservatorium in Wilhelmshaven.

Rücktritt vom Lehramt: Der ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Johann Zenneck behufs Übernahme einer leitenden Stellung bei der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Mathematik an der Universität Berlin Dr. Issai Schur, dem Privatdozenten für Astronomie an der Universität München Dr. Hugo Großmann, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität München Dr. Heinrich Wieland, dem Privatdozenten für Physik an der Universität Würzburg Dr. Friedrich Harms, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Würzburg Dr. Hermann Pauli, Observator am meteorologischen Observatorium in Potsdam Gustav Schwalbe der Titel Professor.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie und Technologie an der Universität Lausanne Dr. Heinrich Dufour, der ord. Professor der Chemie an der Universität Marburg Dr. Jakob Volhard, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Berlin Dr. Karl Schotten, der Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Berlin Professor Dr. Friedrich Kohlrausch.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Kruger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn

...te Systeme.
-- Absolutes

...ven Inhaltes

Digitized by Google

BESPRECHUNGEN.

O. Manville, Les découvertes modernes en physique. Deuxième édition revue et augmentée. gr. 8. 462 S. mit 65 Figuren. Paris, A. Hermann et fils. 1909. 8 fr.

Das Buch hat die Vorzüge eines französischen Lehrbuches. Es behandelt die Physik der Ionen und Elektronen: elektrolytische Leitung, Leitung in Gasen, Radioaktivität, Elektronentheorie,; Theorie der Leitung in Metallen, der Magnetisierung, der Strahlung. Durch glückliche Gruppierung des Stoffes innerhalb der einzelnen Kapitel wird ein guter Überblick des gesamten Gebietes erreicht; doch kommt die Leistung der einzelnen Autoren in ihrer Eigenart ebenso zur Geltung. Die Berichte über Gruppen von Experimentaluntersuchungen schließen mit einer präzisen Zusammenfassung der Resultate; die Darstellung einer Theorie beginnt mit der Zusammenstellung der Hypothesen, auf denen sie sich aufbaut. Theoretische Untersuchungen werden ziemlich ausführlich referiert, soweit das mit recht elementaren Mitteln möglich ist. Bei weniger leicht zugänglichen Theorien werden nur die leitenden Grundgedanken und die Resultate wiedergegeben. Die Literatur ist in Anmerkungen nachgewiesen. Ohne geradezu auf Vollständigkeit Anspruch zu machen, gibt das Buch einen gut abgerundeten Überblick über das behandelte Gebiet, wie er bisher in der Literatur nicht vorhanden war. Berg.

Boletín del Laboratorio de Radiactividad de la Universidad de Madrid (Facultad de Ciencias). In Gemeinschaft mit Fachgenossen herausgegegeben von José Muñoz del Castillo. Jährlich 10 Hefte im Gesamtumfange von etwa 300 Seiten zum Preise von 8 Francs. 1. Jahrgang, Heft 1—4. Madrid 1909.

In Spanien herrscht dank den rastlosen Bemühungen von José Muñoz del Castillo bereits seit längerer Zeit ein sehr reges Interesse für die Radioaktivität und ihre Probleme. Seinen Ausdruck hat dieses Interesse in der schon vor mehreren Jahren erfolgten Errichtung eines unter der Leitung des genannten Gelehrten stehenden und der Facultad de Ciencias der Universität Madrid angegliederten Laboratoriums für radioaktive Untersuchungen und nunmehr auch in der Gründung einer besonderen Zeitschrift gefunden. Das „Boletín del Laboratorio de Radiactividad", in dem alle Fragen der Radioaktivität und benachbarter Forschungsgebiete behandelt werden sollen, wendet sich sowohl an spanische wie an nichtspanische Fachleute. Für die spanische Leserwelt bestimmt und darum in spanischer Sprache geschrieben sind die Abschnitte zur Geschichte der Radioaktivität (kurze Biographie von Becquerel, P. Curie usw.), ferner die Mitteilungen ausländischer Gelehrter (wichtigere Arbeiten von Rutherford, J. Danne, Sagnac, Costanzo und Negro, G. C. Schmidt, Ph. A. Guye usw.), die der Redaktion zugehen und von ihr je nach den Umständen entweder vollständig oder im Auszuge übersetzt und veröffentlicht werden, und schließlich populäre Abhandlungen, die das Verständnis für die theoretische und praktische Bedeutung der Radioaktivität in weiteren Kreisen, besonders bei den Ärzten, verbreiten sollen. An das Ausland richten sich die in französischer Sprache geschriebenen Originalarbeiten spanischer Fachleute. So finden sich in den bereits erschienenen Heften Abhandlungen von Muñoz del Castillo über den gegenwärtigen Stand der Erforschung der Radioaktivität der spanischen Mineralquellen und über die Stellung der Edelgase und Emanationen im periodischen System der Elemente, von Muñoz del Castillo und Díaz de Rada eine Untersuchung über die zeitliche Änderung der elektrischen Leitfähigkeit radioaktiver Wässer bei konstanter Temperatur, eine Arbeit von Madrid Moreno über die Anwendung radioaktiver Prozesse zur histologischen Erforschung des Nervensystems und eine Reihe von Mitteilungen über die Radioaktivität spanischer Mineralquellen von Muñoz del Castillo, Díaz de Rada, Bolívar Pieltain und Morales Chofré.

Die Berichterstattung über die Fortschritte der Radioaktivität in Deutschland hat der unterzeichnete Referent übernommen und bittet daher, ihn bei dieser Aufgabe durch Übersendung der neueren Publikationen zu unterstützen (Adresse Dr. Werner Mecklenburg, Clausthal i. H., Bergakademie).

Werner Mecklenburg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Gießen Dr. K. Feist für Chemie, an der Universität Wien Dr. Emil Abel für physikalische Chemie, an der Universität Berlin Dr. Hermann Leuchs für Chemie, an der Universität Bonn Dr. Bernhard Grebe für Astronomie und Dr. August Bernoulli für Physik, an der Universität Würzburg Dr. Johann v. Halbau für Chemie.

Ernannt: J. E. Purvis zum Lecturer für Anwendung der Chemie und Physik auf Hygiene an der Universität Cambridge, Dr. J. L. Simonson, Assistant lecturer und Demonstrator an der Universität Manchester zum Professor der Chemie an der Universität Madras, Dr. Otto Tetens in Frankfurt a. M. zum Observator des Aeronautischen Observatoriums in Lindenberg bei Berlin, der ord. Prof. der Mathematik an der Universität Zürich Dr. Erhard Schmidt in gleicher Eigenschaft an der Universität Erlangen als Nachfolger von Prof. Dr. Paul Gordan, der Privatassistent am 1. chemischen Institut der Universität Berlin Dr. Konrad Bartelt zum ord. Professor der Chemie an der Universität Peking.

Berufen: Der Privatdozent für Geophysik an der Universität Berlin Professor Dr. Friedrich Bidlingmaier an das Marineobservatorium in Wilhelmshaven.

Rücktritt vom Lehramt: Der ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Jonathan Zenneck behufs Übernahme einer leitenden Stellung bei der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Mathematik an der Universität Berlin Dr. Issai Schur, dem Privatdozenten für Astronomie an der Universität München Dr. Ernst Großmann, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität München Dr. Heinrich Wieland, dem Privatdozenten für Physik an der Universität Würzburg Dr. Friedrich Harms, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Würzburg Dr. Hermann Pauli, dem Observator am meteorologischen Observatorium in Berlin Dr. Gustav Schwalbe der Titel Professor.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie und Toxikologie an der Universität Lausanne Dr. Heinrich Brunner, der ord. Professor der Chemie an der Universität Halle Dr. Jakob Volhard, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Berlin Dr. Karl Schotten, der frühere Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Professor Dr. Friedrich Kohlrausch.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Mit Ausgabe der 2. Abteilung des 2. Bandes ist soeben zum Abschluß gelangt:

Dr. F. Fricks
Physikalische Technik

oder Anleitung zu Experimentalvorträgen sowie zur Selbstherstellung einfacher Demonstrationsapparate

Siebente Auflage

vollkommen umgearbeitet und stark vermehrt

von

Dr. Otto Lehmann

Professor der Physik an der technischen Hochschule in Karlsruhe

Vollständig in zwei Bänden von zusammen 3782 Seiten Lex.-8° mit 7680 in den Text eingedruckten Abbildungen und 17 Tafeln in feinstem Farbendruck

Preis geheftet in vier Abteilungen Mark 100,—; in vier Halbfranzbänden Mark 109,—.

Der physikalische Unterricht stellt an das technische Können des Experimentators sehr erhebliche Anforderungen. Während nun aber der Ingenieur in seiner Studienzeit eingehende Belehrung über alle Einzelheiten des von ihm gewählten Berufes empfängt, ist die Ausbildung des Physikers, abgesehen von der Ausführung von Laboratoriumsversuchen in kleinstem Maßstabe, eine rein theoretische, technisch unzulängliche. Die Technik der Experimentalvorträge, namentlich bei größeren Zuhörerzahlen, ist eine wesentlich andere als die der Laboratoriumsversuche und häufig nicht nur ähnlich der Tätigkeit des Ingenieurs, sondern sogar noch schwieriger, da es sich nicht um Aufstellung und Inbetriebsetzung fertig durchgebildeter, allen Anforderungen an Betriebssicherheit entsprechender Maschinen handelt, sondern um sehr unvollkommene, zuweilen in ihrer Handhabung geradezu gefährliche Versuchsapparate.

Im Hinblick auf diese Schwierigkeiten will das vorliegende Buch dem Lehrer der Physik eine gewisse Erleichterung bieten einesteils durch Darlegung der erforderlichen technischen Einrichtungen uud Werkzeuge, sowie ihrer Anwendung, andernteils durch Zusammenstellung der meist gebräuchlichen physikalischen Apparate nebst Angabe ihrer Bezugsquellen und Preise. Auch dem Fabrikanten von Apparaten sucht es nützlich zu sein, insofern es auf Bedürfnisse des Unterrichts hinweist, welchen die vorhandenen Konstruktionsformen noch nicht genügen, um so zu weiterer Ausgestaltung derselben und Ausarbeitung neuer Formen Anregung zu geben.

10000. 12. 09.

Digitized by Google

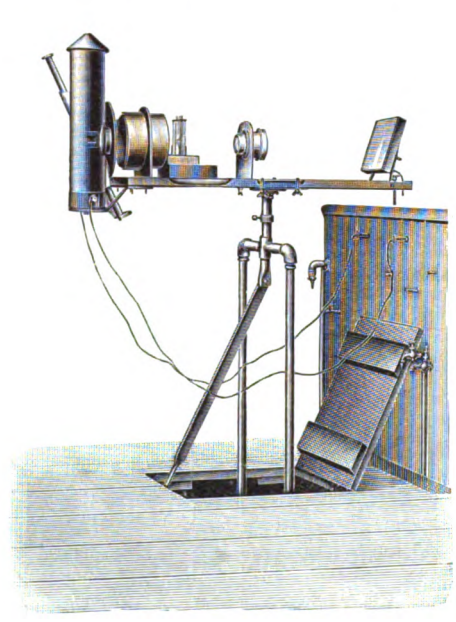
Auszug aus dem Inhaltsverzeichnis.

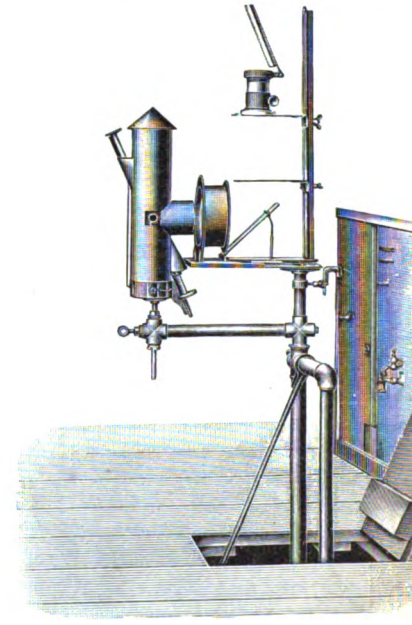
Erster Band, erste Abteilung.

(1904. XXIII und 630 Seiten mit 2003 Textabbildungen und dem Bildnis von J. Frick. Geh. Mark 16,—, in Halbfranzband Mark 18,—.)

Erster Teil:

Die Räume eines physikalischen Instituts und deren bauliche Einrichtung, sowie Anleitung zum Gebrauch dieser Einrichtungen.





Erstes Kapitel: Über physikalische Demonstrationen und das Institutsgebäude.

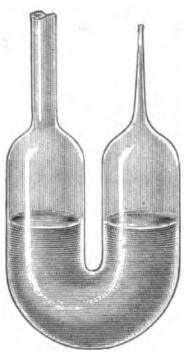
Zweites Kapitel: Das große Auditorium. 1. Die Architektur des Hörsaals. — 2. Die Tafeln. — 3. Der Experimentierraum. — 4. Die Versenkung. — 5. Der Schnürboden. — 6. Die Wasserleitung. — 7. Die Wasserablaufleitung. — 8. Die Gasleitung. — 9. Die Wasserluftpumpe. — 10. Das Wasserstrahlgebläse. — 11. Die Dampfleitung. — 12. Die elektrische Leitung. — 13. Die Schalttafelanlage. — 14. Die Verteilungsleitungen. — 15. Die Akkumulatorenanlage. — 16. Elektromotoren. — 17. Die Transmission. — 18. Verschiedene Motoren. — 19. Die Dynamomaschinen. — 20. Die Wechselstromanlage. — 21. Die Drehstromanlage. — 22. Niederspannungsanlage. — 23. Die Hochspannungsanlage. — 24. Die Druckwasserleitung. — 25. Die Niederdruckwasserleitung. — 26. Die Druckluftleitung. — 27. Die Vakuumleitung. — 28. Die Gasometerleitung. — 29. Die Windleitung. — 30. Die Luftpumpenleitung. — 31. Die Warmwasserleitung. — 32. Die Kühlleitung. — 33. Die Leerleitung. — 34. Die Abzugleitung. — 35. Galvanometer- und Elektrometerleitung. — 36. Die Uhrleitung. — 37. Die Klingelleitung. — 38. Die Telephonanlage. — 39. Die Schalleitung. — 40. Die Leitung für Luftwellen. — 41. Der große Projektionsapparat. — 42. Der kleine Projektionsapparat. — 43. Der Heliostat und Scheinwerfer. — 44. Das Projektionsmikroskop. — 45. Die Beleuchtung. — 46. Die Verdunkelung. — 47. Die Heizung. — 48. Die Ventilation. — 49. Die Waschwasserleitung. — 50. Die Regenwasserleitung. — 51. Die Trinkwasserleitung. — 52. Die Feuerwehrleitung. — 53. Die Bänke. — 54. Die Garderobe.

Digitized by Google

Drittes Kapitel: Vorbereitungszimmer und kleines Auditorium. 55. Lage und Einrichtung des Vorbereitungszimmers. — 56. Aufstellen der Apparate zum Gebrauch. — 57. Stative. — 58. Brenner — 59. Rohrverbindungen. — 60. Elektrische Verbindungen. — 61. Transmissionsteile. — 62. Montieren und Reinigen der Apparate. — 63. Das kleine Auditorium.

Viertes Kapitel: Die Sammlungs- und Verwaltungsräume. 64. Die Sammlung. — 65. Das Verwaltungszimmer. — 66. Das Rechnen. — 67. Das Zeichnen. — 68. Herstellung von Projektionsbildern.

Fünftes Kapitel: Räume für Mechaniker und Diener. 69. Die Werkstättenräume. — 70. Die Mechanikerwerkstatt. — 71. Schmiede und Lötraum. — 72. Glasbläserei und Schleifraum. — 73. Schreinerei und Holzdreherei. — 74. Lackierraum. — 75. Raum für Elektrolyse und Einbrennen. — 76. Chemische Arbeiten. — 77. Quecksilberarbeiten. — 78. Zimmer für feine Arbeiten. — 79. Das Magazin. — 80. Dienerzimmer. — 81. Der Pack- und Kistenraum.

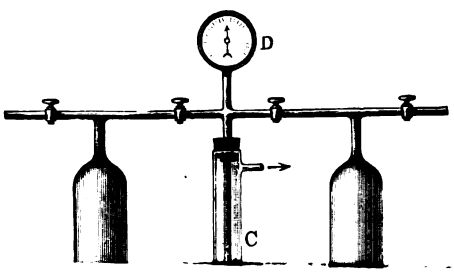


Erster Band, zweite Abteilung.

(1905. XX und 1001 Seiten mit 1905 Textabbildungen. Geh. Mark 24,—, in Halbfranzband Mark 26,—.)

Zweiter Teil: Anleitung zu physikalischen Demonstrationen.

Messungen. 1. Kräfte. — 2. Himmelsglobus und Horizontarium. — 3. Winkel- und Längeneinheiten. — 4. Der Fühlhebelkomparator. — 5. Die Teilmaschine. — 6. Mikrometerschraube, Sphärometer, Dickenmesser. — 7. Maßstäbe, Schublehre, Streichmaß. — 8. Der Nonius. — 9. Der Rechenschieber. — 10. Zeiteinheit. — 11. Geschwindigkeit. — 12. Räderwerke.



Der Unterzeichnete bestellt bei .....

..... Buchhandlung in .....

aus dem Verlage von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig:**

J. Frick's Physikalische Technik. 7. Auflage,
bearbeitet von Prof. Dr. O. Lehmann.

I. Band, 1. Abteilung: Geh. ℳ 16,—, gebunden ℳ 18,—.
I. Band, 2. Abteilung: Geh. ℳ 24,—, gebunden ℳ 26,—.
II. Band, 1. Abteilung: Geh. ℳ 20,—, gebunden ℳ 22,—.
II. Band, 2. Abteilung: Geh. ℳ 40,—, gebunden ℳ 43,—.

Nichtgewünschtes ist zu durchstreichen.

Ort und Datum: Unterschrift:

.....

Digitized by Google

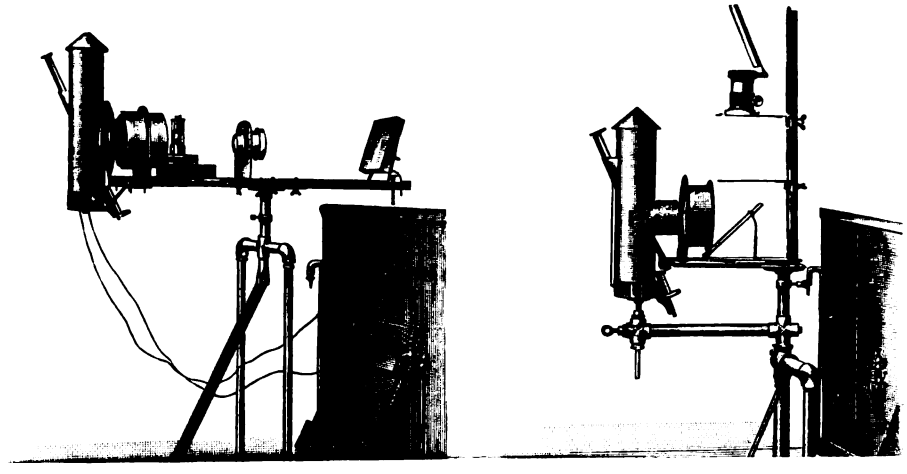
Auszug aus dem Inhaltsverzeichnis.

Erfter Band, erfte Abteilung.

(1904. XXIII und 630 Seiten mit 2003 Textabbildungen und dem Bildnis von J. Frick. Geh. Mark 16,—, in Halbfranzband Mark 18,—.)

Erfter Teil:

Die Räume eines phyfikalifchen Inftituts
und deren bauliche Einrichtung, fowie Anleitung zum Gebrauch diefer Einrichtungen.



Bücherzettel.

An

.....

Buchhandlung

.....

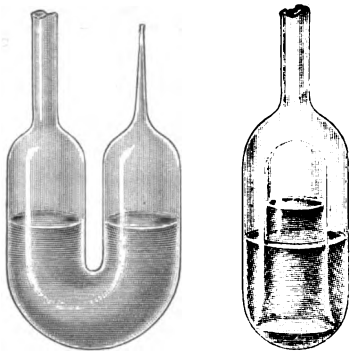
in .....

.....

10 000

Digitized by Google

Drittes Kapitel: Vorbereitungszimmer und kleines Auditorium. 55. Lage und Einrichtung des Vorbereitungszimmers. — 56. Aufstellen der Apparate zum Gebrauch. — 57. Stative. — 58. Brenner — 59. Rohrverbindungen. — 60. Elektrische Verbindungen. — 61. Transmissionsteile. — 62. Montieren und Reinigen der Apparate. — 63. Das kleine Auditorium.



Viertes Kapitel: Die Sammlungs- und Verwaltungsräume. 64. Die Sammlung. — 65. Das Verwaltungszimmer. — 66. Das Rechnen. — 67. Das Zeichnen. — 68. Herstellung von Projektionsbildern.

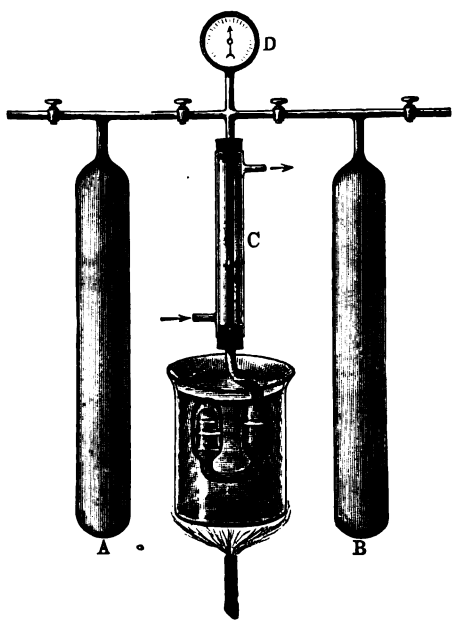
Fünftes Kapitel: Räume für Mechaniker und Diener. 69. Die Werkstättenräume. — 70. Die Mechanikerwerkstatt. — 71. Schmiede und Lötraum. — 72. Glasbläserei und Schleifraum. — 73. Schreinerei und Holzdreherei. — 74. Lackierraum. — 75. Raum für Elektrolyse und Einbrennen. — 76. Chemische Arbeiten. — 77. Quecksilberarbeiten. — 78. Zimmer für feine Arbeiten. — 79. Das Magazin. — 80. Dienerzimmer. — 81. Der Pack- und Kistenraum.

Erster Band, zweite Abteilung.

(1905. XX und 1001 Seiten mit 1905 Textabbildungen. Geh. Mark 24,—, in Halbfranzband Mark 26,—.)

Zweiter Teil: Anleitung zu physikalischen Demonstrationen.

Messungen. 1. Kräfte. — 2. Himmelsglobus und Horizontarium. — 3. Winkel- und Längeneinheiten. — 4. Der Fühlhebelkomparator. — 5. Die Teilmaschine. — 6. Mikrometerschraube, Sphärometer, Dickenmesser. — 7. Maßstäbe, Schublehre, Streichmaß. — 8. Der Nonius. — 9. Der Rechenschieber. — 10. Zeiteinheit. — 11. Geschwindigkeit. — 12. Räderwerke.



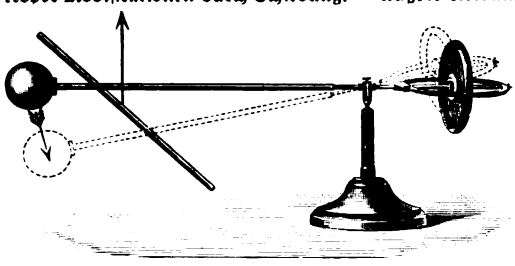
Erstes Kapitel*): Statik (§ 13—65). Das Trägheitsgesetz. — Kraftmessung. — Superposition der Kräfte. — Die Federwagen und Dynamometer. — Wahre Kräfte und Trägheitswiderstände; Kraftrichtung und Achse; Verschiebung des Angriffspunktes. — Arbeit. — Potentielle Energie. — Rolle; Flaschenzüge; Das Rad an der Welle. — Hebel. — Schwerpunkt; Gleichgewicht; Standfestigkeit. — Die Zeigerwage. — Die Wage. — Hebel mit schief angreifenden Kräften. — Gezwungene Bewegung. — Das Parallelogramm der Kräfte. — Die schiefe Ebene. — Flugwerk. — Apparat zur Demonstration des Brechungsprinzips. — Pendel und deren Aufhängung. — Der Keil; Exzenter; Schraube. — Ausgedehnte Systeme. — Niveauflächen und Kraftlinien. — Kraft und Maße. — Fallrinne und Fallmaschine. — Absolutes Maßsystem. — Dimensionen.

---

*) Des beschränkten Raumes wegen ist die weitere vollständige Aufzählung des reichen Inhaltes nicht angängig, es wird deshalb im Folgenden nur das Wesentlichste daraus erwähnt.

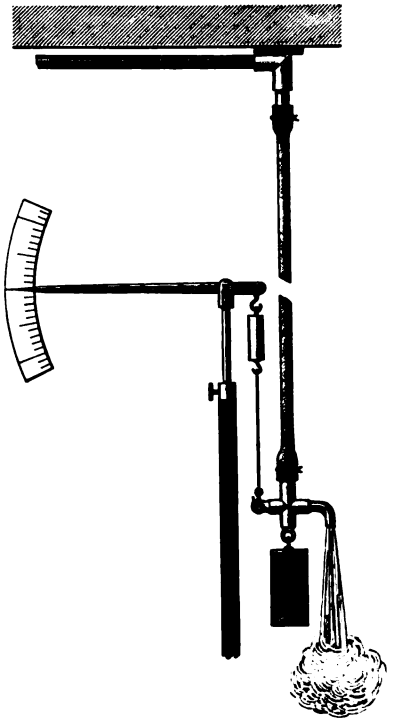
Digitized by Google

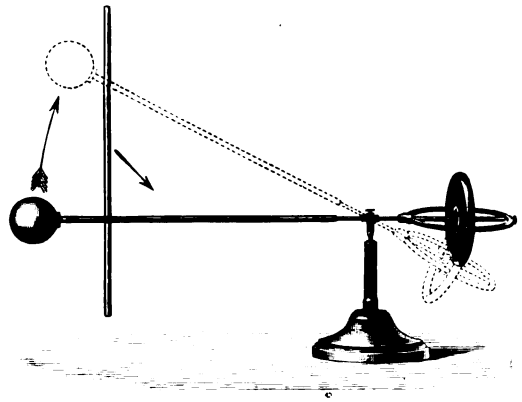
Zweites Kapitel: Feste Körper (§ 66—116). Teilbarkeit; Undurchdringlichkeit. — Kraftzentren Kraftfäden. — Porosität und Dichte; Eigengewicht; Spezifisches Gewicht und Volumen. — Dehnungskoeffizient und Elastizitätsmodul. — Isotropie und Anisotropie. — Deformationsarbeit. — Die Elastizitätszahl. — Kompressibilität. — Umwandlung, Verflüssigung und Erstarrung durch Druck. — Plastizität. — Tragmodul. — Schubfestigkeit. — Innere Reibung oder Viskosität. — Gleitflächen. — Translation und Schlagfiguren. — Künstliche Zwillinge; Wahre Plastizität von Kristallen; Homöotropie; Bildung allotroper Modifikationen durch Schiebung. — Äußere Reibung. — Reibung der Bewegung. — Die Dynamometer. — Arbeit der plastischen Deformation. — Homogene und inhomogene Körper. — Elastische Nachwirkung; Relaxationszeit und Hysteresis; Unvollkommene Elastizität; Plastizitätsgrenze, Festigkeit, Kohäsion. — Einfluß innerer Spannungen; Spaltbarkeit und Schlagfiguren. — Adhäsion; Friktionsrollen. — Die Schweißung; Härten durch Deformation. — Transkristallisation; Homöotropie; Polymorphismus und Amorphismus. — Legierungen, physikalische Mischungen, feste Lösungen. — Chemische Verbindungen durch Druck. — Gesetz der Erhaltung des Stoffes. — Molekularvolumen.



Drittes Kapitel: Hydrostatik (§ 117—159). Flüssige Aggregatzustände. — Volumenbestimmung; Eigengewicht und spezifisches Gewicht der Flüssigkeiten. — Wassermesser; Pumpen. — Manometer. — Messung der Druckelastizität und Festigkeit durch Wasserdruck. — Hydraulische Presse. — Differentialkolbenmanometer. — Kraftübertragung und Energieaufspeicherung durch Druckwasser. - Wassermotoren. — Hydraulischer Bodendruck. — Quecksilbermanometer. — Extraktionspresse. — Seitendruck; Druck nach oben. — Kommunizierende Gefäße; Die Wasserwage oder Libelle; Hydrometer. — Wellenrohr. — Der Auftrieb des Wassers. — Gewichtsverlust untergetauchter Körper. — Bestimmung des spezifischen Gewichtes fester Körper und von Flüssigkeiten. — Schwimmen; Senkwage; Das Volumeter; Aräometer. — Beseitigung des Auftriebs. — Selbsttätige Hähne und Ventile. — Homogenität der Flüssigkeiten. — Metazentrum.

Viertes Kapitel: Flüssigkeiten (§ 160—228). Verschiebungselastizität; Innere Reibung; Kohäsion und Adhäsion; Die Oberflächenspannung; Emulsionen; Randwinkel; Ausbreitung von Flüssigkeiten; Tropfenbildung; Tropfenhöhe; Kapillardruck. — Kraftäußerungen halb eingetauchter Körper. — Fäden und Lamellen. — Haarröhrchen-Erscheinungen. — Mischung von Flüssigkeiten. — Diffusion. — Kontaktbewegung. — Halbbegrenzte Tropfen. — Physikalische Lösung fester Körper. — Niveauflächen und Stromlinien. — Campherbewegung; Lösungsfiguren. — Schwere Flüssigkeiten. — Teilungskoeffizient. — Tröpfchenniederschläge; Physikalische kristallinische Niederschläge. — Adsorption. — Die Kristallformen; Die Ergänzung verletzter Kristalle; Der Kristallhabitus; Hemimorphie. — Zwillingsbildung; Oberflächenspannung von Kristallen. — Fließende Kristalle; Myelinformen. — Kristallisationskraft; Die Skelettbildung. — Getrennte





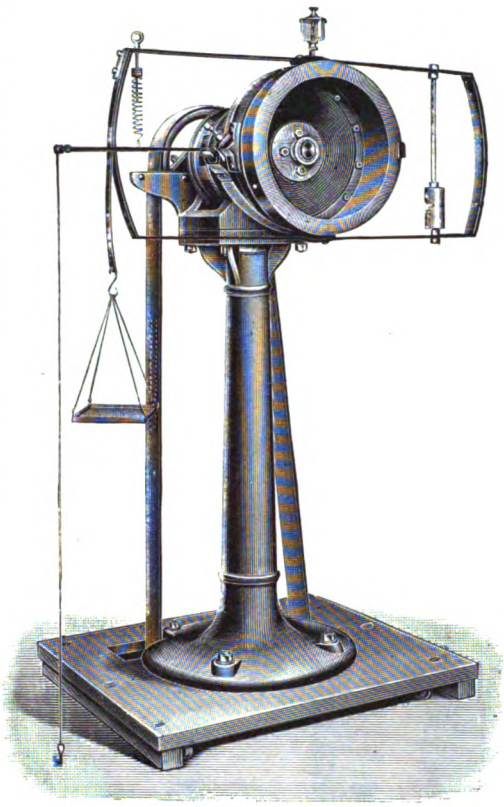
Kristallisation und Mischkristalle; Löslichkeit von Mischkristallen; Die Trichitenbildung; Die Trägheit der Trichiten; Die Sphärolithenbildung. — Chemische Verbindung von Flüssigkeiten. — Kontraktion. — Chemische Niederschläge; Chemische Auflösung fester Körper; Verschiedenheit der chemischen Affinität. — Reaktionsgeschwindigkeit. — Katalyse und Katatypie. — Aufzehren. — Molekularverbindungen. — Polymorphie. — Gleichgewicht bei Mischkristallen. — Amorphe Niederschläge; Amorphie. — Kolloidale Lösungen; Sedimentation oder Klärung. — Niederschlagsmembranen und künstliche Zellen. — Gelatinieren; Diffusion in Gallerten. — Absorption gelöster Stoffe. — Quellung. — Osmose; Dialyse. — Die Zusammendrückbarkeit der tropfbaren Flüssigkeiten. — Lösung und Kristallisation durch Druck. — Erhaltung der Materie.

Fünftes Kapitel: Aerostatik (§ 229—282). Gasförmige Körper. — Pumpen. — Barometer; Luftdruck- und Schweremessung. — Heber. — Luftpumpen; Quecksilbervakuummeter. — Barometer im Vakuum. — Wirkungen des Luftdrucks. — Gassäcke und Glockengasometer. — Gebläse und Druckpumpen. — Gasuhr.

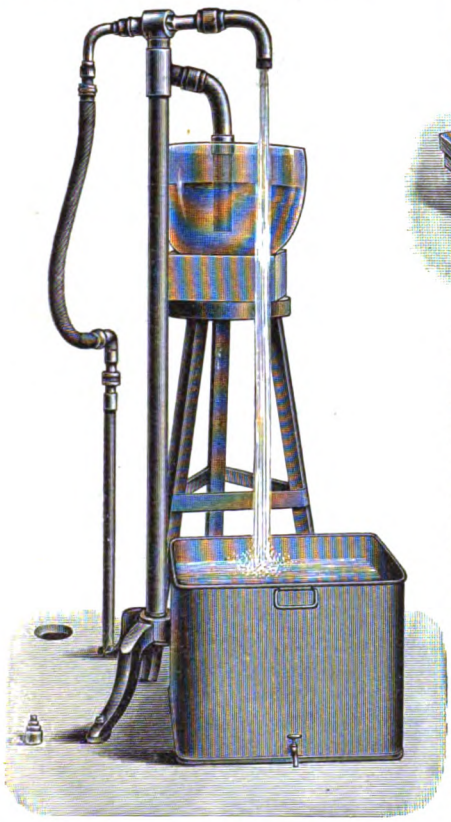
Digitized by Google

— Manometer. — Aneroidbarometer. — Gleichförmige Fortpflanzung des Druckes in Gasen. — Auftrieb der Luft. — Wägung der Luft. — Leichte und schwere Gase. — Der Luftballon. — Aerostatische Wage. — Gasniveau. — Die pneumatischen Motoren. — Druckpumpen und Windkessel.

Sechstes Kapitel: Gase (§ 283—339). Expansion der Gase. — Boyle-Mariottes Gesetz. — Manometer. — Verdünnungsgrenze der Luftpumpe. — Das Volumenometer. — Differential-Nivellierbarometer. — Variometer. — Höhenmessung; Bathometer. — Diffusion. — Osmotischer Druck. — Lösung von Gasen in Flüssigkeiten. — Absorption von Gasen unter Druck; Ausscheidungsverzüge. — Verflüchtigung absorbierter Gase. — Gasdiffusion durch Seifenblasen. — Henry-Daltonsches Gesetz. — Chemische Verbindung der Gase. — Chemische Bindung von Gasen durch Flüssigkeiten. — Dissoziation von Flüssigkeiten; Dampfbildung; Ungesättigte Dämpfe. — Verflüssigung der Gase. — Versuche über die Mischung von Dämpfen mit Gasen. — Sieden bei Druckerniedrigung; Siedeverzüge. — Verdunsten von Flüssigkeiten. — Kontaktbewegung. — Kristallzucht. — Efflorescenz und Kristallisationskraft. — Dampfspannung von Gemengen. — Hygroskopische Körper. — Absorptionshygrometer. — Chemische Absorption. — Adsorption von Gasen. — Hauchbilder. — Absorption von Gasen. — Hygrometer. — Gaspenetration durch Membranen. — Verwitterung kristallwasserhaltiger Salze. — Verdunstung fester Körper.



Siebentes Kapitel: Temperatur (§ 340—453). Begriff der Wärme. — Ausdehnung gasförmiger Körper — Demonstrationsthermometer. — Ausdehnung verschiedenartiger Gase. — Das Luftthermometer. — Reduktion der Gasvolumina. — Thermoregulatoren. —

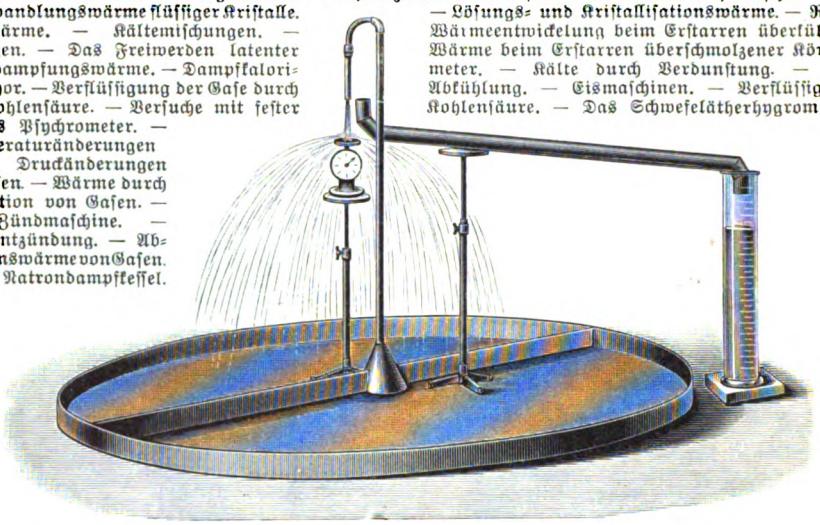


Heißluftmotoren. — Verbindung von Gasen beim Erwärmen. — Dissoziation der Gase. — Ausdehnung tropfbar flüssiger Körper. — Verfertigung von Thermometern; verschiedene Arten von Thermometern. — Abhängigkeit der Dampfspannung von der Temperatur. — Dampfthermometer; Temperaturregulatoren, beruhend auf Volumenzunahme. — Überhitzte Dämpfe; Sieden; Siedeverzug. — Luftfeuchtigkeit und Temperatur. — Kondensation von Dämpfen. — Sieden durch Abkühlung. — Bestimmung der Dampfdichte. — Die Dampfmaschine. — Die kritische Temperatur. — Die Zustandsgleichung. — Änderung der Oberflächenspannung durch Erwärmung. — Kritische Lösungstemperatur. — Flüssige Kristalle. — Ausdehnung der festen Körper; Ausdehnungskoeffizient. — Metallthermometer. — Temperaturregulatoren, beruhend auf Ausdehnung und Zusammenziehung. — Dilatometer. — Kontraktion des gespannten Kautschuks durch Erwärmen. — Zunahme der Löslichkeit mit der Wärme. — Chemisches Gleichgewicht. — Anomale Ausdehnungen bei Flüssigkeiten. — Anomale Löslichkeit. — Reversible Umwandlung unter Vermittelung eines Lösungsmittels. — Reversible Verflüssigung fester Körper. — Physikalische Isomerie. — Das Farbenthermoskop. — Umwandlung von Metallen. — Reversible und irreversible Umwandlung (Enantiotropie, Monotropie). — Fließende Kristalle. — Schmelzen und Erstarren. — Schmelzpunktsbestimmung. — Maximum der Dichtigkeit des Wassers. — Übersättigte Lösungen. — Überkühlte Schmelzflüsse. — Amorphe Erstarrung. — Erstarrungsgeschwindigkeit und Entglasung. — Erniedrigung des Sättigungspunktes, desgl. des Schmelzpunktes. —

Digitized by Google

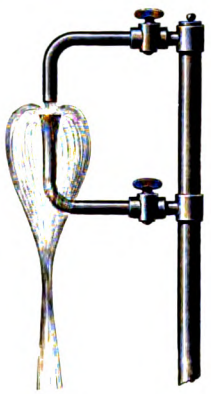
Leichtflüssige Legierungen. — Thermometrische Indikatoren. — Dissoziation fester Körper. — Sublimation. — Umwandlungskurven. — Verbrennung. — Die drei Aggregatzustände oder Phasen.

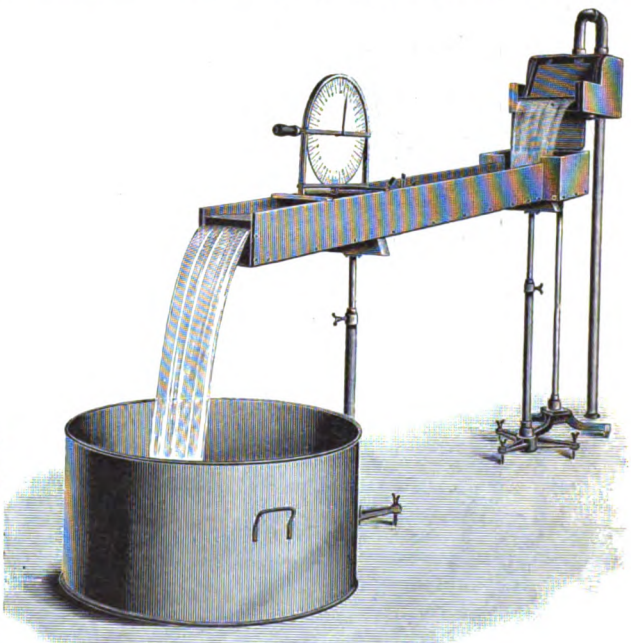
Achtes Kapitel: Wärmemenge (§ 454—495). Spezifische Wärme. — Kalorimeter; Kalorimetrische Pyrometer. — Die Umwandlungswärme. — Schmelzwärme des Eises. — Eiskalorimeter; Eispyrometer. — Umwandlungswärme flüssiger Kristalle. — Lösungs- und Kristallisationswärme. — Reaktionswärme. — Kältemischungen. — Wärmeentwickelung beim Erstarren überkühlter Flüssigkeiten. — Lösungen. — Das Freiwerden latenter Wärme beim Erstarren überschmolzener Körper. — Verdampfungswärme. — Dampfkalorimeter. — Kälte durch Verdunstung. — Der Kryophor. — Verflüssigung der Gase durch Abkühlung. — Eismaschinen. — Verflüssigung von Kohlensäure. — Versuche mit fester Kohlensäure. — Das Schwefeläther-Hygrometer. — Das Psychrometer. — Temperaturänderungen durch Druckänderungen bei Gasen. — Wärme durch Absorption von Gasen. — Die Zündmaschine. — Selbstentzündung. — Absorptionswärme von Gasen. — Der Natrondampfkessel.



— Chemische Verbindungswärme von Gasen. — Wärmeerzeugung durch Verbrennung. — Spontan explodierende Körper. — Verbrennungswärme. — Selbsterwärmung. — Dissoziationswärme, Flammentemperatur. — Gasmotorenmodelle.

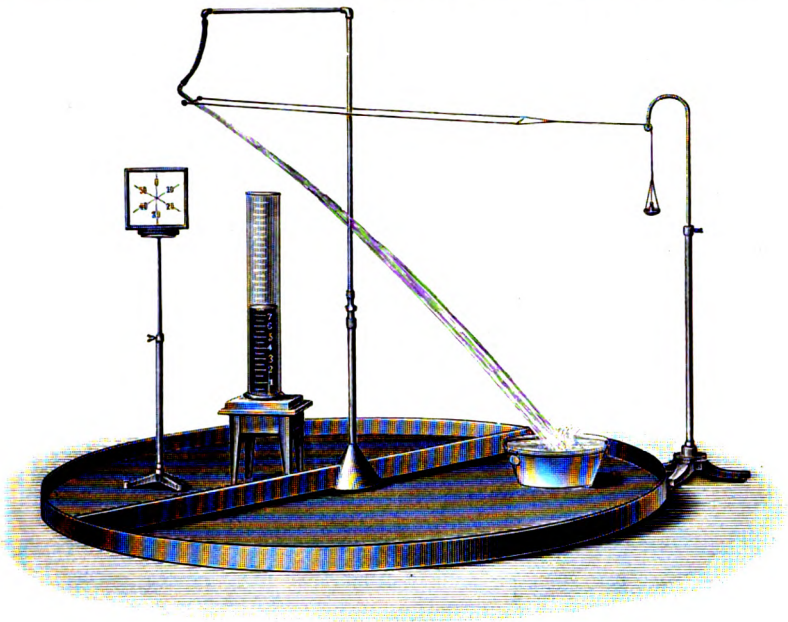
Neuntes Kapitel: Dynamik (§ 496—609). Gleichförmige Bewegung; gleichförmig und ungleichförmig beschleunigte Bewegung. — Wirkung und Gegenwirkung (Gesetz von deren Gleichheit). — Trägheitswiderstand. — Bewegungsenergie. — Verzögerung durch Reibung; Ablenkung durch Änderung der Geschwindigkeit des Fortschreitens. — Relative und absolute Bewegung; Zusammensetzung von Bewegungen; Die Wurfbewegung. — Zentrifugalkraft. — Versuche mit der Schwungmaschine. — Freie und unfreie, stabile und labile Achsen. — Kreisel. — Erdrotation; Gestalt der Erde. — Veränderlichkeit der Schwerkraft. — Feldintensität. — Dreikörperproblem. — Bahnen im Gravitationsfeld. — Kraftzentren und Kraftfäden. — Entstehung der Himmelskörper. — Anzugskraft und Arbeit. — Beschleunigung eines Wagens, desgl. einer rotierenden Masse. — Trägheitsmoment; Trägheitsradius. — Fallmaschine. — Energie eines Schwungrades. — Wirkung und Gegenwirkung (Prinzip der Erhaltung der Flächen). — Zusammensetzung von Drehungen. — Mechanische Induktion. — Einfluß der Reibung. — Effekt; Effektmessung. — Übertragungsdynamometer. — Stoß; Stoßkraft; Reflexion; Wirkung von zwei gleichzeitigen



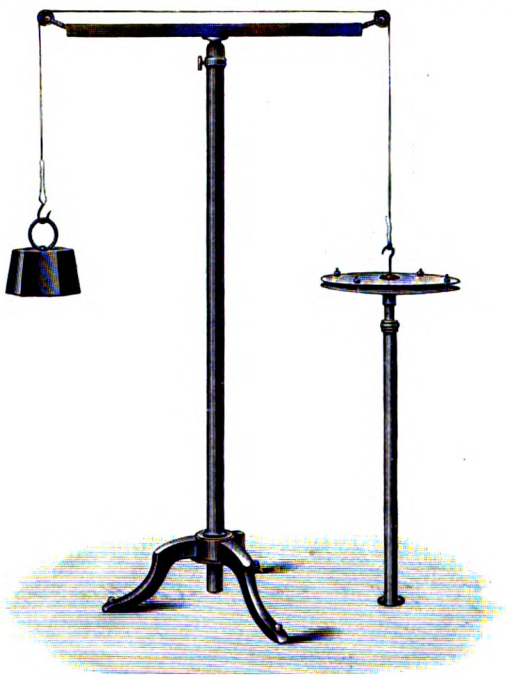


Digitized by Google

Stößen; Mittelpunkt des Stoßes. — Trägheitspendel. — Pendel verschiedener Art; Schwingungen, Schwebungen, Resonanz, Lissajousische Figuren. — Fortschreitende Wellen. — Wellenmaschinen für Transversalwellen. — Seilwellen; Reflexion. — Stehende Wellen. — Saitenschwingungen. — Ober-



schwingungen. — Seil mit freiem Ende; zusammengesetzte Seile. — Interferenz der Wellen. — Zusammengesetzte Wellen. — Polarisation. — Energie der Saitenschwingungen. — Stabschwingungen. — Schreibende Stimmgabel. — Geschwindigkeitsmesser; Vesograph, Lapsometer. — Stimmgabelschwingungen. — Zusammensetzung, Zerlegung der Schwingungen. — Schwingungsknoten auf Flächen, Klangfiguren. — Longitudinalwellen; Wellenmaschinen dazu. — Longitudinalschwingungen von Stäben. — Kombinierte Schwingungen. — Wellen in ausgedehnten Medien. — Gedämpfte fortschreitende Wellen.



Zehntes Kapitel: Hydrodynamik (§ 610—668). Wirkungen der Zentrifugalkraft. — Bifluidtachometer. — Zentrifugen. — Richtung der Schwerkraft. — Ablenkung von Wasserströmen. — Geschwindigkeitsmessung. — Ausflußgeschwindigkeit. — Wasseruhr; Wasserzoll. — Der Heronsbrunnen. — Zentrifugalkraft bei bewegten Flüssigkeiten. — Kontraktion des Strahles. — Einfluß der Oberflächenspannung, der Adhäsion, der Reibung. — Durchfluß durch Kapillaren. — Druckverteilung in Wasserleitungsröhren. — Stromarbeit; Stromverzweigung; Stromlinien, Wirbelfäden. — Trägheitswiderstand. — Kreisel-, Kolbenpumpen. — Strahlbildung. — Kohäsionsfiguren. — Stoßwirkung des Wassers. — Wasserräder. — Reaktion; Das Reaktionswasserrad. — Spritzloch. — Der Stoßheber. — Wechselstrom- und Drehstrom-Pumpen und -Motoren. — Die Kraftwirkungen in Flüssigkeiten pulsierender und oszillierender Körper. — Wasserschwingungen. — Wasser- und Quecksilberwellen; Wellenmaschinen dazu. — Interferenz. — Kapillarwellen. — Longitudinalschwingungen in Flüssigkeiten.

Elftes Kapitel: Aerodynamik (§ 669—718). Geschwindigkeitsmessung. — Ausströmungsgeschwindigkeit. — Innere Reibung der Gase. — Luftreibung. — Die Strahl-Luftpumpen und -Gebläse. — Zerstäuber. — Injektor. — Trägheitswiderstand. — Fall der Körper im luftverdünnten Raume. — Stoßkraft. —

Digitized by Google

Windmühlen. — Reaktion. — Ventilatoren. — Die Luftschraube. — Wirbelringe. — Fortpflanzung von Luftstößen. — Sensitive Flamme. — Luftwellen; Empfindliche Wasserstrahlen; Resonanz Absorption; Intensität; Reflexion und Brechung; Fortleitung in Röhren; Geschwindigkeit; Kundts Figuren. — Die chemische Harmonika. — Orgelpfeifen. — Kundts Ventil. — Die manometrischen Flammen. — Resonatoren. — Dopplers Prinzip. — Interferenz von Luftwellen. — Schwebungen. — Akustische Rotationsapparate.

Zwölftes Kapitel: Thermodynamik (§ 719—776). Mechanische Wärmetheorie. — Rumfords Versuche. — Kinetische Gastheorie. — Atom und Molekel; Atomvolumina, periodisches Gesetz. — Atom- und Molekularwärme. — Isomerie. — Molekulare Weglänge. — Mechanisches Wärmeäquivalent, Isothermen und Adiabaten; Versuche von Joule; desgl. von Joule und Thomson. — Verflüssigung von Luft. — Arbeit durch Dampf; Versuche von Hirn. — Zweiter Hauptsatz. — Thermodynamische Maschinen. — Dampfspannung. — Temperaturänderungen. — Umwandlungstemperatur und Druck. — Osmotischer Druck und Molekulargewichtsbestimmungen. — Reaktionsisotherme; Reaktionsisochore. — Entropie. — Wärmeleitung. — Anisotrope Körper. — Thermostaten. — Wärmeleitung von Flüssigkeiten. — Die Meeresströmungen. — Eisbäder. — Wärmeleitung der Gase. — Verschiedenheit des Wärmeleitungsvermögens. — Luftbäder. — Dampfbäder. — Der Leidenfrostsche Versuch. — Äußeres Wärmeleitungsvermögen. — Flammen und Explosionen. — Ventilation und Heizung. — Entstehung der Winde. — Wolken und Regen.

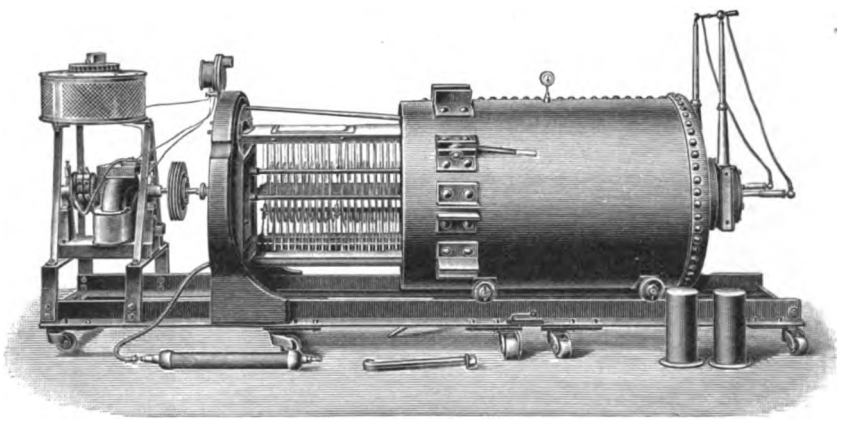
Erklärungen zu Tafel I bis III. — Alphabetisches Namen- und Sachverzeichnis zu Bd. I (1) und (2).

Zweiter Band, erste Abteilung.

(1907. XVII und 762 und 3 Seiten mit 1443 Textabbildungen und 3 Tafeln. Geh. Mark 20,—, in Halbfranzband Mark 22,—.)

Zweiter Teil: Anleitung zu physikalischen Demonstrationen.

(Fortsetzung.)

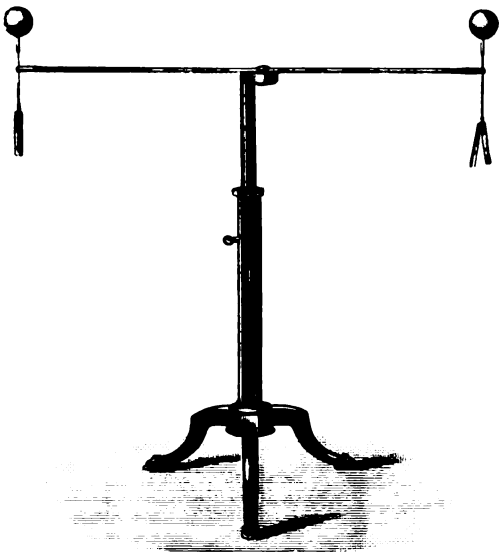


Dreizehntes Kapitel: Elektrostatik (§ 1—58). Fundamentalversuche. — Erkennung und Leitung der Elektrizität; Elektroskope. — Isolierende Stative. — Elektrisierung von Metallen und Flüssigkeiten. — Elektrizitätsmenge. — Influenz. — Die Anziehung unelektrischer Körper. — Der Elektrophor. — Das Multiplikations- (Dynamo-) Prinzip. — Influenzmaschinen. — Erzeugung von Bewegung durch Elektrizität. — Potentielle Energie einer elektrischen Masse. — Darstellung der Kraftlinien. — Feldintensität; Potential. — Konstanz der Spannung. — Anhäufung der Elektrizität an der Oberfläche. — Elektrometer. — Potentielle Energie geladener Konduktoren. — Kapazität. — Elektrische Flächendichte. — Kraftlinienzahl, Dichte, Feldstärke. — Nicht kugelförmige Konduktoren. — Feldintensität und Kraftlinien. — Elektrische Spannkraft. — Korrespondierende Flächenelemente. — Kapazität von Kondensatoren. — Absolutes Wageelektrometer. — Elektrisierungskoeffizient und Dielektrizitätskonstante. — Kondensatorelektroskop. — Leidener Flasche und Plattenkondensatoren. — Der Auslader. — Entladungswärme. — Stromstärke. — Stromarbeit. — Widerstand. — Niveau- und Stromlinien.

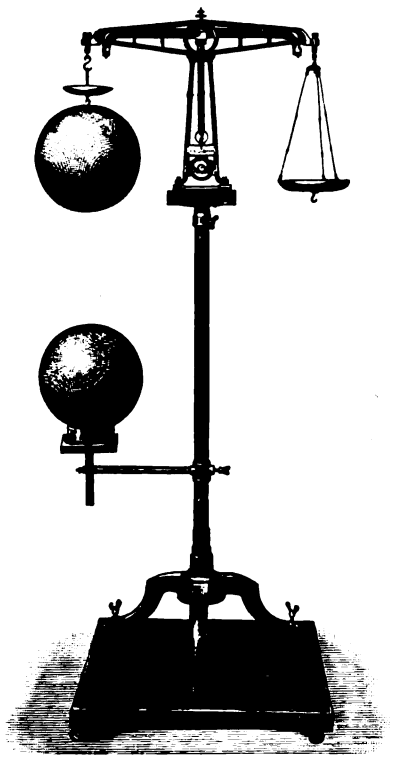
Vierzehntes Kapitel: Galvanismus (§ 59—179). Der Fundamentalversuch. — Die galvanische Säule. — Das Säulen-Elektrometer. — Tauchelemente. — Rheostatische Maschine. — Zersetzung von Wasser. — Galvanoplastik; Elektrolyse geschmolzener Salze. — Zersetzung von Alkalisalzlösungen. —

Digitized by Google

Polarisation. — Akkumulatoren. — Elektrolyse in der Kette. — Normalelemente. — Das Kapillarelektrometer. — Das Gesetz der elektrolytischen Wirkung. — Das Voltameter. — Elektrolytische Coulombzähler. — Wärmewirkungen der Säule. — Hitzdraht-Strom- und Spannungsmesser. — Kalorimetrische Spannungs- und Strommesser. — Kalorimetrische Widerstandsbestimmung. — Messung hoher Spannungen. — Einzel-Normalwiderstände; Widerstandssätze (Rheostaten). — Kompensationsmethode. — Die Meßbrücke. — Leitfähigkeit von Flüssigkeiten. — Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur. — Stromverzweigung. — Der Tachytrop. — Kirchhoffs Sätze. — Strom- und Niveaulinien. — Stromkalorimeter. — Bestimmung der Wärmeleitung (und Strahlung). — Elektrische Thermostaten. — Strommwärme in Elektrolyten. — Wärme des Lichtbogens. — Elektromotorische Kraft galvanischer Elemente. — Jonen und Elektronen. — Molekulare Leitfähigkeit. — Wanderung der Jonen; Jonengeschwindigkeiten. — Elektrische Diffusion; Wirkung auf Menschen und Tiere. — Elektrische Konvektion, Sedimentation (Kataphorese), Endosmose. — Theorie der Berührungselektrizität. — Elektrolyse gemischter Lösungen, von festem Jodsilber, Glas. — Voltas Fundamentalversuch. — Thermoelektrizität; Thermosäulen. — Wärmeübertragung durch Elektrizität. — Pyro-, Piezoelektrizität. — Quarzelektrometer.



Fünfzehntes Kapitel: Magnetismus (§ 180—317). Natürliche, künstliche Magnete. — Koerzitivkraft. — Die magnetische Kraft. — Die Einheit des Magnetismus. — Messung der Polstärke. — Magnetnadeln. — Feldintensität. — Die Polstärkemessung nach Gauß. — Die Abnahme der magnetischen Anziehung mit der Entfernung. — Influenz des Magnetismus. — Form, Aufbewahrung der Stahlmagnete. —



Armatur natürlicher Magnete. — Anziehung von weichem Eisen. — Molekularmagnete. — Elektromagnete. — Einfluß der Wärme. — Paramagnetische Substanzen. — Versuche über Diamagnetismus. — Die potentielle Energie eines Magnetpoles. — Feilspänkurven. — Magnetische Permeabilität. — Entmagnetisierende Intensität. — Anziehungskraft einer Polfläche auf die anliegende Ankerfläche. — Wahrer und scheinbarer, permanenter und remanenter Magnetismus. — Elektromagnetische Auslösung. — Elektrische Thermoregulatoren. — Telegraph. — Elektrische Uhren, Klingel. — Automatische Signalapparate. — Elektromagnetische Stimmgabel. — Chronoskope. — Wechselstromklingeln, Drehfeldfernzeiger. — Frequenz- und Geschwindigkeitsmesser. — Elektromotoren. — Ablenkung einer Magnetnadel durch den elektrischen Strom. — Das magnetische Feld eines Stromes. — Biot-Savart's Gesetz. — Blattmagnete. — Potentielle Energie eines Magnetpoles im Felde eines Stromes. — Niveau- und Kraftlinien im Stromfeld. — Magnetische Wirkung eines Kreisstromes. — Excentrischer Pol. — Die Tangenten-, die Sinusbussole. — Galvanoskope, der Multiplikator. — Galvanometer. — Magnetstromwage. — Astasierung; der astatische Multiplikator. — Voltmeter. — Kompensationsapparat. — Meßbrücke. — Widerstandsänderung durch Magnetismus. — Thermoelektrizität. — Das ballistische Galvanometer. — Magnetische Kraft in Solenoiden. — Magnetischer Widerstand. — Anziehung eines weichen Eisenkernes durch ein Solenoid. — Ampere- und Voltmeter mit Eisen. — Anziehung und Abstoßung von Stromleitern durch Magnete. — Gleitstück. — Stromspeiche. — Das Ampèresche Gestell. — Die Drehspulengalvanometer. — Gegenseitige Einwirkung von Strömen. — Elektrodynamometer. — Wattmeter. — Elektrodynamische Rotationsapparate. — Rotation ohne Stromunterbrechung. — Rotation von Flüssigkeiten.

Sechzehntes Kapitel: Induktion (§ 318—431). Beziehung zur elektrodynamischen Kraft. — Rotationsmagnetismus. — Wirbelströme. — Induktion in Drähten. — Induzierte Spannung, desgl. Stromstärke. — Induktion in geschlossenen Leitern. — Die magnetoelektrischen Maschinen. — Spannung, Frequenz des Wechselstromes. — Die Wellenform, Zusammensetzung der Wechselströme. — Voltainduktion. — Verstärkung der Induktion durch Eisenkerne. — Bestimmung der Kraftlinienzahl. — Induktionskoeffizient oder elektrodynamisches Potential. — Physiologische Wirkungen. — Selbstinduktion. — Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten. — Verschiedenheit von Öffnungs- und Schließungsinduktionsstrom. — Funkeninduk-

Digitized by Google

[illegible] Reaktion. Ventilatoren. — Die Luftströme. — Wirbelringe. — Fortpflanzung von [illegible] elektrische Flamme. — Luftwiderstand: mannigfache Wasserwiderstand: Resonanz. Überton. [illegible] Schwingungszahl und Spannung, Fortpflanzung in Röhren: Geschwindigkeit: Kundts Staubfiguren. — Die [illegible] Longitudinalschwingungen. — Kundts Versuch. — Die manometrischen Flammen. — Veränderung [illegible] Tonhöhe durch Erhitzung. — Interferenz von Luftwellen. — Schwebungen. — Akustische Resonanz.

Zweites Kapitel: Thermodynamik (§ 60—77). Mechanische Wärmetheorie. — Kinetische Energie. [illegible] der Gasgesetze. — Boyle und Mariotte: Isothermen. Permanentes Gas. — Atomwärme. Molekulare Wärme. — Spezifisches Wärmeäquivalent. Verdampfen und Kondensation. Verdampfung von Wasser. Siedepunkt und Thermometer. — Verflüssigung von Luft. — Verdampfung von Äther. — Kritischer Punkt. — Thermodynamische Maximen. — Gesetz der Verdampfung. Temperaturänderungen. — Umwandlungstemperatur und Druck. — Clausiusscher Satz und Anwendungen. — Isothermen- und Adiabatenkurven. — Isothermoelektrischer Heizthermometer. — Entropie. — Absolute Temperatur. Thermometer. — Thermometer. — Wärmeleitung von Flüssigkeiten. — Die [illegible] Wärmeleitung. — Gesetz. — Bestimmung der Größe. — Verschiedenheit des Wärmeleitungsvermögens. — Metalle. — Papierdeckel. — Wärmeleitung der Gase. — Äußeres Wärmeleitungsvermögen. — Diamant und Platinschwamm. — Ventilation und Heizung. — Erwärmung der Winde. — Wasser und Wasser.

Ergänzungen zu Band I: [illegible] — Literaturverzeichnis, Namens- und Sachverzeichnis zu Bd. I [illegible].

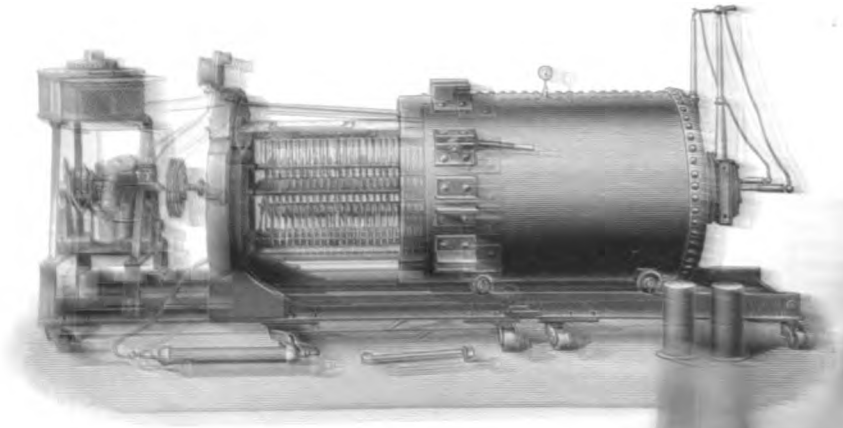
Zweiter Band, erste Abteilung.

[illegible] XV + 1[illegible] 682 bis 3 Seiten mit 1943 Textabbildungen und 3 Tafeln.

[illegible] Mark 20,—; in Halbfranzband Mark 22,—.)

Zweites Buch: Anleitung zu physikalischen Demonstrationen.

(Fortsetzung.)

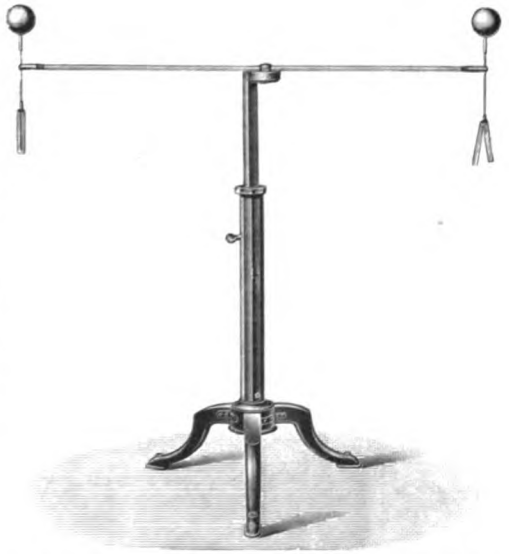


Dreizehntes Kapitel: Elektrostatik (§ 1—58). Fundamentalversuche. — [illegible] und Le[illegible] der Elektrizität: Elektroskope. — Isolierende Stative. — Elektrisierung von Meta[illegible] [illegible]sigkeit. Elektrizitätsmenge. — Influenz. — Die Anziehung unelektrischer Körper. — [illegible] [illegible]naor. Multiplikations- (Dynamo-) Prinzip. — Influenzmaschinen. — Erzeugung von [illegible] [illegible]durch. [illegible]ität. — Potentielle Energie einer elektrischen Masse. — Darstellung der Kraftl[illegible] [illegible] Potential. — Konstanz der Spannung. — Anhäufung der Elektrizität an der Ob[illegible] — Potentielle Energie geladener Konduktoren. — Kapazität. — Elektrische Fläch[illegible] [illegible]gabl. Dichte, Feldstärke. — Nicht kugelförmige Konduktoren. — Feldintensität u[illegible] [illegible]trische Spannkraft. — Korrespondierende Flächenelemente. — Kapazität von Kon[illegible] Wageelektrometer. — Elektrisierungskoeffizient und Dielektrizitätskonstante. — [illegible] Leidener Flasche und Plattenkondensatoren. — Der Ausladen. — Entladungsw[illegible] Stromarbeit. — Widerstand. — Niveau- und Stromlinien.

Vierzehntes Kapitel: Galvanismus (§ 59—179). Der Fundamentalversu[illegible] Säule. — Das Säulen-Elektrometer. — Tauchelemente. — Rheostatische Masch[illegible] Wasser. — Galvanoplastik: Elektrolyse geschmolzener Salze. — Zersetzung von [illegible] [illegible] Wasser. — Galvanoplastik: Elektrolyse [illegible]

Digitized by Google

Polarisation. — Akkumulatoren. — Elektrolyse in der Kette. — Normalelemente. — Das Kapillarelektrometer. — Das Gesetz der elektrolytischen Wirkung. — Das Voltameter. — Elektrolytische Coulombzähler. — Wärmewirkungen der Säule. — Hitzdraht-Strom- und Spannungsmesser. — Kalorimetrische Spannungs- und Strommesser. — Kalorimetrische Widerstandsbestimmung. — Messung hoher Spannungen. — Einzel-Normalwiderstände; Widerstandssätze (Rheostaten). — Kompensationsmethode. — Die Meßbrücke. — Leitfähigkeit von Flüssigkeiten. — Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur. — Stromverzweigung. — Der Tachytrop. — Kirchhoffs Sätze. — Strom- und Niveaulinien. — Stromkalorimeter. — Bestimmung der Wärmeleitung (und Strahlung). — Elektrische Thermostaten. — Strommärme in Elektrolyten. — Wärme des Lichtbogens. — Elektromotorische Kraft galvanischer Elemente. — Jonen und Elektronen. — Molekulare Leitfähigkeit. — Wanderung der Jonen; Jonengeschwindigkeiten. — Elektrische Diffusion; Wirkung auf Menschen und Tiere. — Elektrische Konvektion, Sedimentation (Kataphorese), Endosmose. — Theorie der Berührungselektrizität. — Elektrolyse gemischter Lösungen, von festem Jodsilber, Glas. — Voltas Fundamentalversuch. — Thermoelektrizität; Thermosäulen. — Wärmeübertragung durch Elektrizität. — Pyro-, Piezoelektrizität. — Quarzelektrometer.

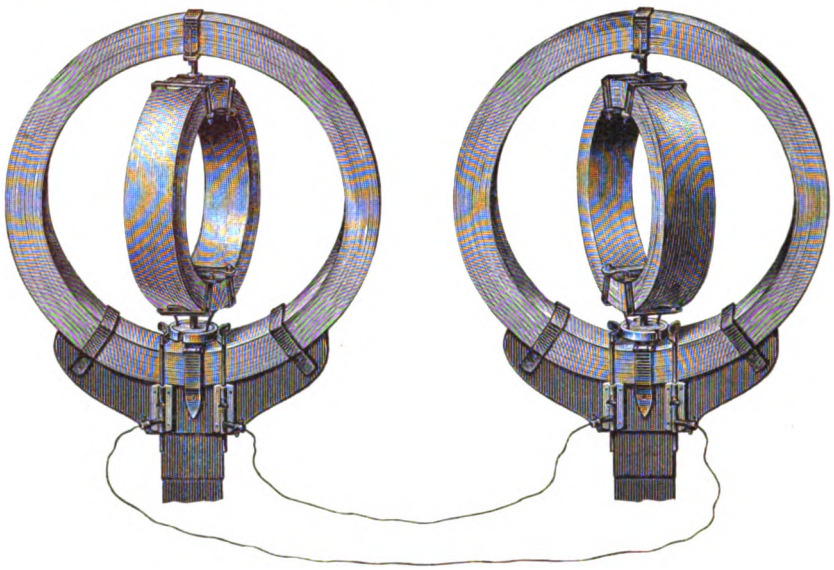


Fünfzehntes Kapitel: Magnetismus (§ 280—317). Natürliche, künstliche Magnete. — Koerzitivkraft. — Die magnetische Kraft. — Die Einheit des Magnetismus. — Messung der Polstärke. — Magnetnadeln. — Feldintensität. — Die Polstärkemessung nach Gauß. — Die Abnahme der magnetischen Anziehung mit der Entfernung. — Influenz des Magnetismus. — Form, Aufbewahrung der Stahlmagnete. — Armatur natürlicher Magnete. — Anziehung von weichem Eisen. — Molekularmagnete. — Elektromagnete. — Einfluß der Wärme. — Paramagnetische Substanzen. — Versuche über Diamagnetismus. — Die potentielle Energie eines Magnetpoles. — Feilspänkurven. — Magnetische Permeabilität. — Entmagnetisierende Intensität. — Anziehungskraft einer Polfläche auf die anliegende Ankerfläche. — Wahrer und scheinbarer, permanenter und remanenter Magnetismus. — Elektromagnetische Auslösung. — Elektrische Thermoregulatoren. — Telegraph. — Elektrische Uhren, Klingel. — Automatische Signalapparate. — Elektromagnetische Stimmgabel. — Chronoskope. — Wechselstromklingeln, Drehfeldfernzeiger. — Frequenz- und Geschwindigkeitsmesser. — Elektromotoren. — Ablenkung einer Magnetnadel durch den elektrischen Strom. — Das magnetische Feld eines Stromes. — Biot-Savart's Gesetz. — Blattmagnete. — Potentielle Energie eines Magnetpoles im Felde eines Stromes. — Niveau- und Kraftlinien im Stromfeld. — Magnetische Wirkung eines Kreisstromes. — Excentrischer Pol. — Die Tangenten-, die Sinusbussole. — Galvanoskope, der Multiplikator. — Galvanometer. — Magnetstrommage. — Astasierung; der astatische Multiplikator. — Voltmeter. — Kompensationsapparat. — Meßbrücke. — Widerstandsänderung durch Magnetismus. — Thermoelektrizität. — Das ballistische Galvanometer. — Magnetische Kraft in Solenoiden. — Magnetischer Widerstand. — Anziehung eines weichen Eisenkernes durch ein Solenoid. — Ampere- und Voltmeter mit Eisen. — Anziehung und Abstoßung von Stromleitern durch Magnete. — Gleitstück. — Stromspeiche. — Das Amperesche Gestell. — Die Drehspulengalvanometer. — Gegenseitige Einwirkung von Strömen. — Elektrodynamometer. — Wattmeter. — Elektrodynamische Rotationsapparate. — Rotation ohne Stromunterbrechung. — Rotation von Flüssigkeiten.

318—431). Beziehung zur elektrodynamischen Kraft. — Rotations-tion in Drähten. — Induzierte Spannung, desgl. Stromstärke. ie magnetoelektrischen Maschinen. — Spannung, Frequenz des nensetzung der Wechselströme. — Voltainduktion. — Verstärkung ung der Kraftlinienzahl. — Induktionskoeffizient oder elektro-irkungen. — Selbstinduktion. — Bestimmung von Dielektri-ffnungs- und Schließungsinduktionsstrom. — Funkeninduk-

Digitized by Google

toren; Unterbrecher; Kondensator. — Transformatoren. — Das Induktionsgyroskop. — Induktionsmotoren. — Wechselstromsignalapparate. — Rotierende Umformer. — Wechselstromleitungen mit Selbstinduktion, desgl. mit Kapazität, desgl. mit Kapazität und Selbstinduktion. — Verzweigte Wechselstromleitungen. — Die Arbeit eines Wechselstromes. — Drehstromarbeit. — Magnetische Energie. — Die elektromagnetische Energie. — Hysteresis. — Gleichrichter. — Rotationen im elektrostatischen Drehfeld. — Elektrische Schwingungen. — Seitenentladung. — Induktionsscheiben. — Resonanz bei Schwingungskreisen. — Hochfrequenztransformatoren. — Erzeugung elektrischer Schwingungen durch elektrolytische Kondensatoren. — Erzeugung ungedämpfter Schwingungen durch den Lichtbogen. — Schwingung in mehreren Abteilungen. — Schwingungen in geraden Drähten. — Fortschreitende Wellen in einem geraden Drahte. — Bestimmung der Dielektrizitätskonstante. — Sehr schnelle elektrische Schwingungen. — Induktionswirkungen ungeschlossener Ströme. — Induktion durch dielektrische Verschiebung. — Variable Ströme in Leitungen mit Selbstinduktion. — Stromerscheinungen in Kabeln. — Energiestrom.



Zweiter Band, zweite Abteilung.

(1909. XVI und 1310 Seiten mit 2329 Textabbildungen und 14 farbigen Tafeln. Geh. Mark 40,—, in Halbfranzband Mark 43,—.)

Zweiter Teil: Anleitung zu physikalischen Demonstrationen.

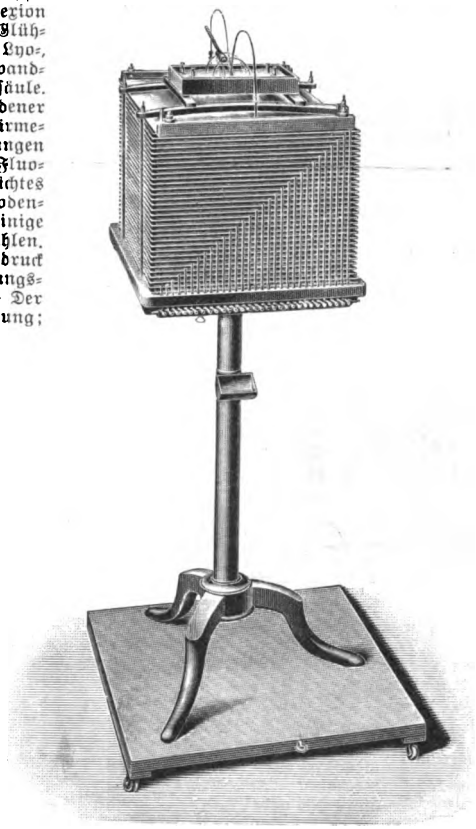
(Fortsetzung und Schluß.)

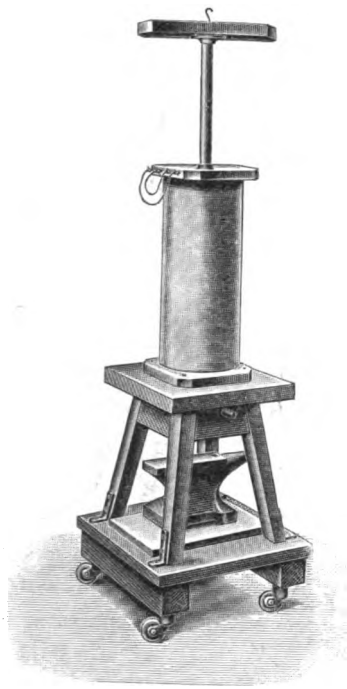
Siebenzehntes Kapitel: Entladungen (§ 1—107). Entladungsgradient (Dielektrische Festigkeit). — Die Maßflasche. — Elektrodenlose Entladungsgefäße. — Verzögerung (Vorprozeß). — Lichterscheinungen in elektrodenlosen Röhren [hierzu Taf. IV, Fig. 1—3]. — Die Vakuumflasche. — Das Verhalten des Staubes. — Die Saugwirkung von Spitzen. — Die Reibungselektrisiermaschine. — Die Dampf- (Hydro-) Elektrisiermaschine. — Influenzmaschinen mit Spitzenkämmen. — Disruptive und elektrolytische Theorie. — Unipolares Leitungsvermögen. — Elektrischer Wind. — Das Flugrad. — Elektrische Nebelbildung. — Glimmlichterregung durch elektrischen Wind. — Elektrische Abbildung (Elektrographie) [hierzu Taf. IV, Fig. 4—6]. — Elektrische Schatten [hierzu Taf. IV, Fig. 7]. — Das Vakuumelektroskop (Vorprozeß und Verzögerung). — Chemische Wirkungen des Effluviums. — Die Lichterscheinungen im Vakuum [hierzu Taf. IV, Fig. 8]. — Kathodenstrahlen und darauf bezügliche Erscheinungen [hierzu Taf. IV, Fig. 9—11; Taf. V, Fig. 1—7]. — Magneto-Kathodenstrahlen. — Positives Licht (Striktionskathodenstrahlen) [hierzu Taf. V, Fig. 8—11; Taf. VI, Fig. 1 u. 2]. — Einwirkung des Magnetismus [hierzu Taf. VI, Fig. 3—8; Taf. VII, Fig. 1—6]. — Einfluß von Gefäßverengerungen [hierzu Taf. VII, Fig. 7; Tafel VIII, Fig. 1—8]. — Kanalstrahlen [hierzu Taf. IX, Fig. 1 u. 2]. — Anodenstrahlen. — Durchdringung zweier Entladungen [hierzu Taf. IX, Fig. 3—10; Taf. X, Fig. 1—3]. — Konzentrische Elektroden [hierzu Taf. X, Fig. 4—8]. — Büschel- und Streifenentladung [hierzu Taf. XI, Fig. 1—14; Taf. XII, Fig. 1 u. 2]. — Lichtbogen [hierzu Taf. XII, Fig. 3—7]; Luftströmung im Lichtbogen [hierzu Taf. XII, Fig. 8]; Temperaturverteilung [hierzu Taf. XII, Fig. 9 u. 10]; Elektrischer Wind [hierzu Taf. XIII, Fig. 1—19; Taf. XIV, Fig. 1—11; Taf. XV, Fig. 1—8]; Wirbel [hierzu Taf. XV, Fig. 9] im Lichtbogen. — Magnetischer Wind [hierzu Taf. XV, Fig. 10 u. 11]. — Kondensatorentladungen im Vakuum (Intermittenzen). — Lichtbogen in bewegter Luft. — Ungleiche Elektroden [hierzu Taf. XV, Fig. 12 u. 13]. — Blitztafel. — Funken. — Büschelentladung. — Lichtenbergs Figuren [hierzu Taf. XV, Fig. 14]. — Blitze; Blitzableiter. — Polarlichter. — Lenardstrahlen. — Röntgenstrahlen. — Sekundärstrahlen (Metallstrahlen). — Becquerelstrahlen. — Radiumstrahlen. — Leitfähigkeit

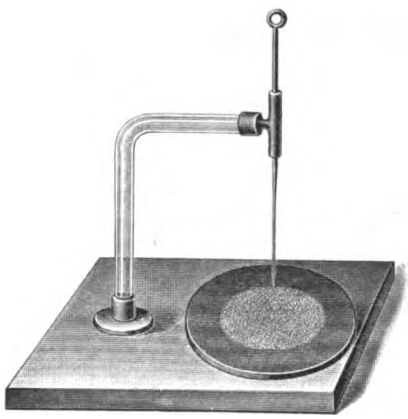
Digitized by Google

der Luft. — Luftelektrizität. — Ozon- und Wasserstoffsuperoxydstrahlung. — Aktinautographie. — Elektronenstrahlung glühender Körper. — Jonisation in Flammen.

Achtzehntes Kapitel: Strahlung (§ 108—319). Magnetische Wellen und Strahlen. — Die elektrischen Wellen und Strahlen. — Erzeugung der elektromagnetischen Strahlen. — Amplitude und Energie der Wellen. — Drahtlose Telegraphie. — Ungedämpfte elektrische Schwingungen. — Absorption und Reflexion von elektrischen Strahlen. — Flammen. — Glühlampen. — Bogenlampen. — Chemi-, Tribo-, Lyo-, Kristallolumineszenz. — Die Selenzelle. — Umwandlung der Lichtstrahlen in Wärme; Die Thermosäule. — Zusammensetzung und Trennung verschiedener Strahlen. — Oberflächenfarben. — Dunkle Wärmestrahlen. — Lichtemission. — Chemische Wirkungen des Lichtes; Lichtpausen. — Phosphoreszenz. — Fluoreszenz. — Chemische Strahlen. — Einfluß des Lichtes auf die Entladung. — Erzeugung von Kathodenstrahlen durch Licht. — N-Strahlen. — Geradlinige Ausbreitung elektrischer Strahlen. — Lichtstrahlen. — Schatten. — Energie der Strahlung. — Lichtdruck (Strahlungsdruck); Strahlungsgesetz. — Strahlungsmesser (Aktinophotometer). — Das Luminal. — Der physikalische Wirkungsgrad der Gesamtstrahlung;



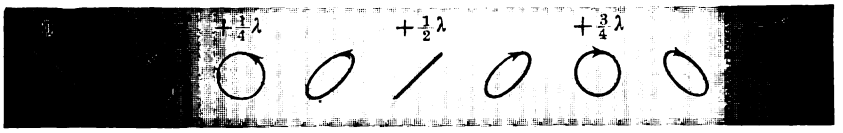




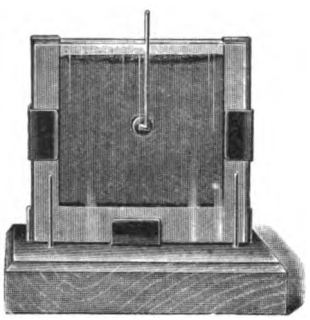
desgl. der Lichtstrahlung. — Reflexion von Strahlenbündeln. — Reflexion elektrischer Strahlen an Hohlspiegeln. — Spiegel verschiedener Arten. — Spiegelinstrumente. — Brechung elektrischer Strahlen. — Lichtbrechung. — Ungleiche Brechbarkeit der verschiedenfarbigen Lichtstrahlen. — Unzerlegbarkeit der Spektralstrahlen; Wiedervereinigung der Spektralfarben. — Verschiedenheit der Dispersion. — Brechung der dunkeln Wärmestrahlen, der dunkeln chemischen Strahlen. — Unsichtbare Gegenstände. — Der Schlierenapparat. — Gebogene Lichtstrahlen, Luftspiegelung. — Linsen verschiedener Arten. — Camera obscura und Photographie. — Laterna magica und Projektionsapparate. — Das Sonnenmikroskop und die Sonnencamera. — Bildumkehrendes Prisma und Kaleidoskop. — Spiegelinstrumente. — Reines Spektrum. — Spektrograph. — Anomale Dispersion. — Stehende Lichtwellen, Farbenphotographie. — Interferenz elektrischer Strahlen. — Interferenzspiegel. — Interferenzprisma. — Farben dünner Luftschichten. — Farben dünner Flüssigkeitslamellen. — Irisierende feste Körper. — Der Interferenzrefraktor. — Beugungsversuche. — Beugungsgitter. — Interferenz bei Staubschichten. — Nebelglühen (Abendrot). — Optische Resonanz. — Die Natur des Lichtes. — Dopplers Prinzip. — Energiekurven des Spektrums. — Konzentration der Strahlen. — Absolute Maßsysteme. — Polarisation elektrischer Strahlen; desgl. des Lichtes. — Dichrois-

Digitized by Google

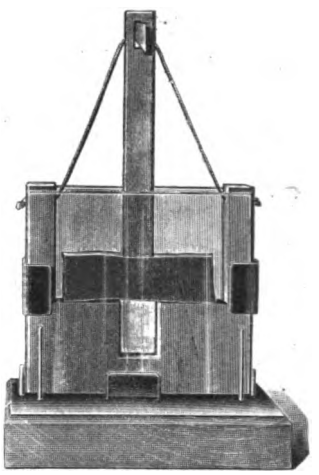
mus. — Doppelbrechung. — Polarisationsprismen. — Das Kristallrefraktoskop. — Zerlegung des Lichtes in Kristallplatten. — Isochromatische Kurven (Isogyren). — Doppelbrechung und Moleküle. — Änderung der Doppelbrechung durch Umwandlung. — Doppelbrechung und Dichroismus durch Druck bei Kristallen; desgl. bei amorphen Stoffen. — Polarisationserscheinungen; u. a. bei fließenden Kristallen [hierzu Taf. XVI, Fig. 1—9], bei flüssigen Kristallen [hierzu Taf. XVII, Fig. 1—27]; Polarisation des Lichtes durch Spiegelung und Brechung. — Die Maxwell-Hertz-Lorentzschen Gleichungen.



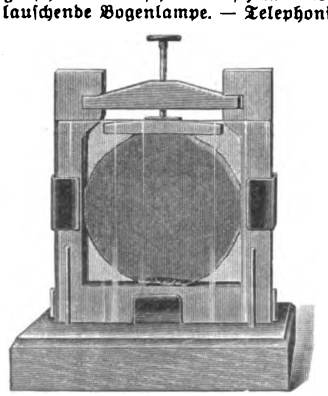
Neunzehntes Kapitel: Biophysik (§ 320—340). Naturgesetze und Organismen. — Muskelkraft; die Wabenstruktur. — Die Micellenstruktur, Kolloide, Gallerten. — Kontraktion durch Gestaltungskraft. — Struktur und Doppelbrechung der Muskeln. — Cilien, Pseudopodien und Protoplasmaströmungen. — Tropfenbewegung durch Kontaktbewegung. — Myelinformen [hierzu Taf. XVI, Fig. 10]. — Die scheinbar lebenden Kristalle [hierzu Taf. XVI, Fig. 11—18]. — Künstliche Zellen und Vegetationen. — Zellaggregate und Bioblasten. — Keim, Urzeugung, Wachstum, Stoffwechsel. — Regeneration, Selbststellung; Verheilen usw. — Nekrobiose. — Ewiges Leben, Tod, lebende Atome. — Empfindungen und Nerven; Hautsinne; die Geruchseindrücke; die Geschmacksempfindung.



Zwanzigstes Kapitel: Optik (§ 341—413). Der Bau des Auges; Sehweite, Akkommodation. — Spiegelapparate; Spiegeltäuschungen; verschiedene Arten von Spiegeln. — Lichtbrechung. — Totalreflexion. — Spektrallinien. — Atmosphärische Strahlenbrechung. — Brillen; Lupen; Fernrohre, andere optische Instrumente; Spiegelablesung; Spektrometer, Spektroskope; Subjektive Beobachtung von Beugungserscheinungen; Das Mikroskop, Das Ultramikroskop; Längen- und Winkelmessung mittels des Mikroskops; Polarisionsapparate und -Instrumente. — Polarisationsmikroskop. — Polariskope.



Einundzwanzigstes Kapitel: Akustik (§ 414—479). Die Entstehung des Schalles. — Reibungstöne. — Töne mittels „Zunge". — Klangstäbe und Stimmgabeln. — Klangscheiben, Glocken. — Elektromagnetische Sirenen. — Saiteninstrumente. — Das Trevelyan-Instrument. — Singende Flammen. — Lippenpfeifen. — Die pfeifende Bogenlampe. — Der singende Kondensator. — Das Telephon. — Das Mikrophon. — Das Photophon. — Das Elektroradiophon. — Verschwinden des Schalles im Vakuum. — Schallschatten und Echo. — Fortleitung des Schalles in Röhren. — Brechung des Schalles. — Interferenz. — Schwebungen oder Stöße. — Die Tonhöhe; Bezeichnung der Töne. — Das Monochord. — Änderung der Tonhöhe durch Bewegung. — Die Tonstärke. — Die Klangfarbe. — Geräusche. — Die menschliche Stimme. — Das Gehörorgan. — Der Phonograph. — Mikrophon-Telephon. — Der Telephonograph; Das Photographophon. — Die sprechende, die lauschende Bogenlampe. — Telephonie ohne Draht. — Kombinationstöne.

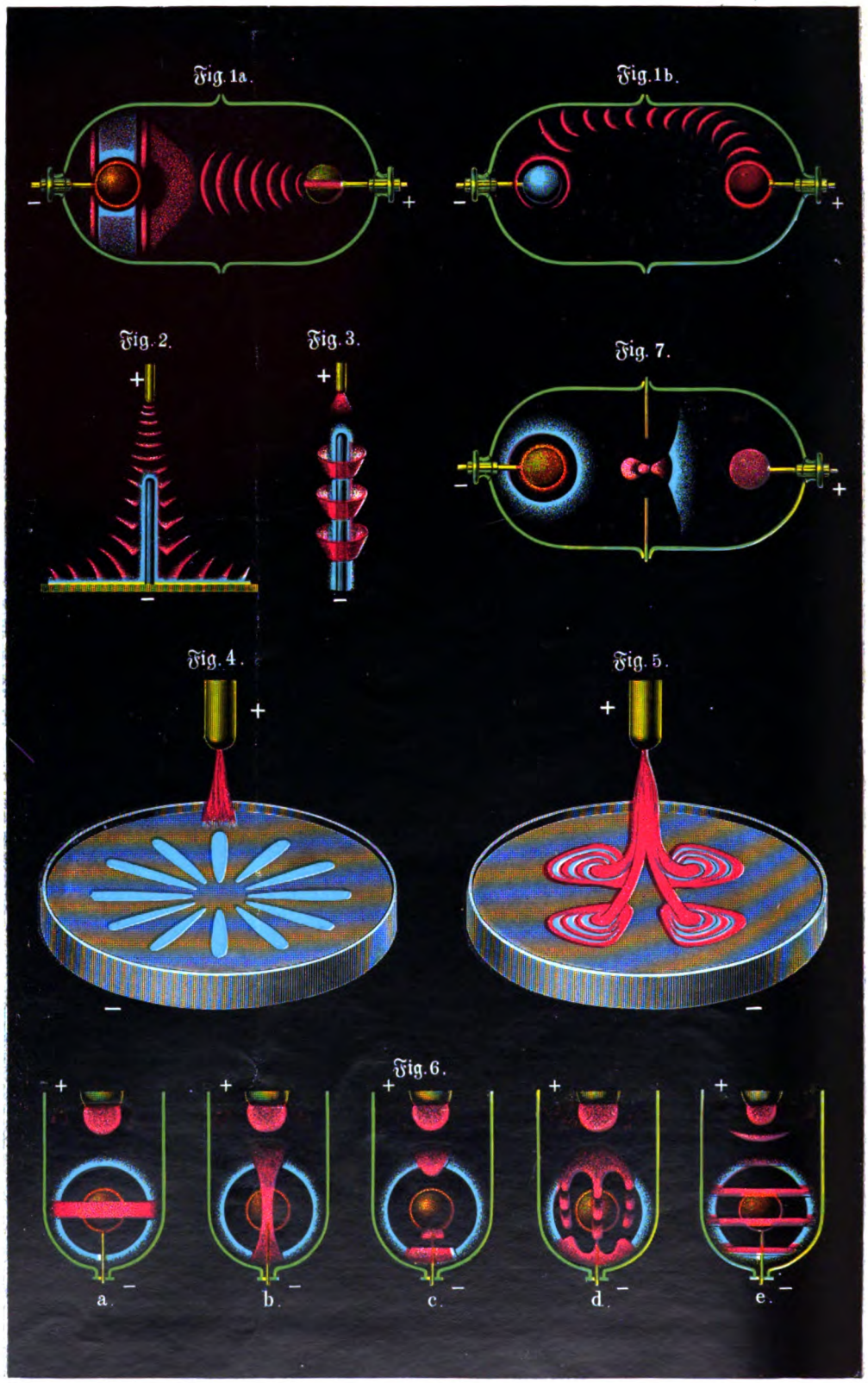


Zweiundzwanzigstes Kapitel: Psychophysik (§ 480—575). Seele, Entelechie. — Gestaltung und Bewegung. — Reflex, Bewußtsein, Schlaf. — Gedächtnis, Reproduktion und Assoziation. — Psychophysische Messungen. — Gefühle und Affekte. — Objektive Existenz des Gesehenen. — Unvollkommenheiten des Auges. — Irradiation. — Optische Täuschungen. — Augenmaß. — Stereoskop. — Das Telestereoskop. — Das Pseudoskop. — Verzögerung der Lichtwahrnehmung. — Dauer des Lichteindrucks. — Objektive Darstellung von Schwingungsfiguren. — Glimmlichtoszillograph. — Kaleidophon. — Das Vibrationsmikroskop. — Geschwindigkeit der Elektrizität. — Entladungsdauer. — Momentanbeleuchtung. — Das Stroboskop (u. a. der Kinematograph). — Mischfarben. — Farbenkreisel. — Die Lichtstärke. — Schwellen- und Höhenwert. — Das Purkinjephänomen. — Die Lichtäquivalente. — Beleuchtungsstärke. — Belichtung. — Helligkeit. — Schiefe Beleuchtung. — Photometer verschiedener Arten. — Mittlere sphärische Intensität. — Die Lichtverteilung im Spektrum. — Die Ökonomie der Lichtquellen. — Die Farbenempfindung. — Der Chromatometer oder Farbenmesser. — Komplementärfarben. — Farbenkreis und Farbenkugel. — Additive Farbenphotographie. — Subtraktive Farbenphotographie und Dreifarbendruck. — Subjektive Farben. — Simultankontrast, farbige Nebenbilder; farbige Nachbilder. — Undulierende Irradiation. — Farbenharmonie. — Farbenmelodie. — Akustische Täuschungen. — Dissonanz. — Verschiedene

Digitized by Google

Digitized by Google

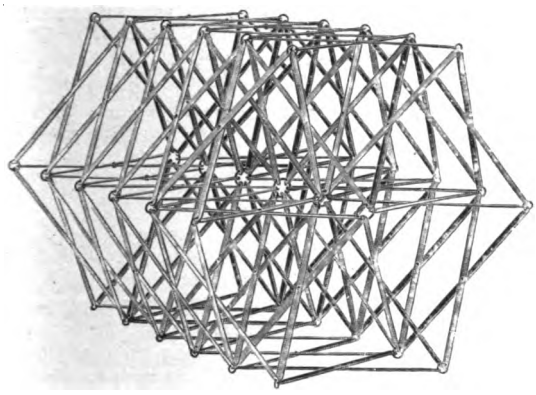
Probetafel aus: Fricks physikalische Technik.

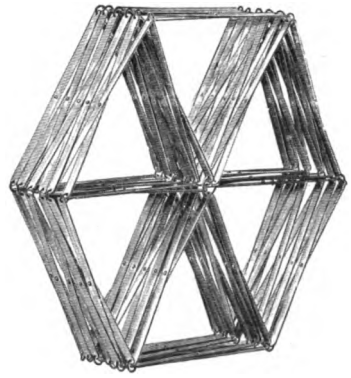


Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Digitized by Google

Tonleitern. — Gleichschwebende Temperatur. — Die natürlich reine Stimmung. — Dur- und Moll-Tonleitern. — Rhythmus. — Melodie. — Akkorde. — Metrik. — Triebe und Wille. — Der Sitz der Seele, Ohnmacht und geistige Störungen. — Das mechanische Äquivalent der Geistestätigkeit. — Teilbarkeit und Verschweißbarkeit der Seelen. — Determinismus und Indeterminismus. — Monismus und Dualismus. — Existenz von Körpern und Geistern.





Schlußwort. — Nachträge. — Erklärungen zu Tafel IV bis XVII. — Alphabetisches Namen- und Sachverzeichnis zu Bd. II (1) und (2).

Liste von Formelzeichen nach den Vorschlägen vom Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Figurenerklärung zu der als Probe beigegebenen Tafel VII.

Fig. 1 (vgl. S. 853). Die Entladung im elektrischen Ei in einem Magnetfeld, dessen Kraftlinien senkrecht zur Achse verlaufen; Fig. 1a senkrecht zu den Kraftlinien gesehen, Fig. 1b in der Richtung derselben.

Fig. 2 u. 3 (vgl. S. 855). Entladung im elektrischen Ei zwischen drahtförmigen Elektroden, von welchen die negative im Centrum einer Scheibe steckt. Auf das blaue negative Glimmlicht erscheinen rote positive Ringe aufgesetzt.

Fig. 4 u. 5. (vgl. S. 855). Entladung im elektrischen Ei zwischen einer drahtförmigen Anode und einer durch Zusatz von Bleizucker leitend gemachten Glycerinschicht in einer kreisförmigen Bleischale.

Fig. 6 (vgl. S. 855). Entladung in einem engeren langen elektrischen Ei. Das positive Licht über das negative übergreifend, aber außer Stande, in den dunkeln Kathodenraum einzudringen.

Fig. 7 (vgl. S. 856). Entladung in einem weiten elektrischen Ei, dessen beide Hälften durch eine Scheidewand mit Öffnung getrennt sind, in der sich eine kurze, gegen die Anode hin in negative Glimmlichtstrahlen auslaufende Säule von positivem Licht zeigt.

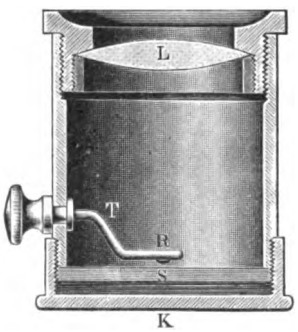
Urteile der Fachzeitschriften umstehend:

Digitized by Google

Besprechungen.

Literarisches Zentralblatt: „Es geht auch weit über den im Titel versprochenen Inhalt heraus, insofern es nicht nur „eine Anleitung zu Experimentalvorträgen" gibt, sondern daneben auch eine Anweisung zu allen Arten von Berechnungen usw."

Monatshefte für Mathematik und Physik: „Mit ungewöhnlichem Geschick findet sich hier alles zusammengetragen, was Lehrer und Student an Demonstrationen sehen soll. Es verdient hervorgehoben zu werden, daß hier neben den rein technischen Verfahren zur richtigen Hervorbringung der Experimente die theoretischen Erläuterungen gerade so viel Platz erhalten haben, als zum Verständnis notwendig ist, ohne übermäßig breit gehalten zu werden. Als ein Zeichen der reichen Erfahrung des Verfassers muß es auch angesehen werden, daß nicht nur überall das Neueste und Praktischste mit erstaunlicher Vollständigkeit vorgebracht wird, sondern auch andererseits verschiedene Versuche, die nicht allen mehr als modern gelten, nicht verworfen sind, wie dies von unbedingten Anhängern neuester Moden leicht geschieht. Es dürfte nicht leicht im physikalischen Laboratoriumsunterricht in den genannten Kapiteln etwas aufstoßen, wozu die Anleitung in dem trefflichen Werke fehlte."



Hochschul-Nachrichten: „Verfasser hat mit vorzüglichem Geschick und dankenswerter Vollständigkeit die bereits in der vorigen Auflage erläuterten seitherigen Demonstrationsmittel durch wichtige Neuerungen in Demonstrationsapparaten und Meßmethoden ergänzt, so daß auch der vorliegende Band einen zuverlässigen und unentbehrlichen Führer für jeden physikalischen Experimentalunterricht darstellt. Als bemerkenswerte Neuerung wäre gegenüber der früheren Auflage noch zu nennen, daß alle Maßangaben nicht bloß im technischen und cm-g-sec-System, sondern auch in dem vom Verfasser jüngst vorgeschlagenen gesetzlichen Maßsystem ausgeführt sind, in welchem das Kilogramm als gesetzliche Maßeinheit, das Meter als gesetzliche Längeneinheit benützt wird."

Gaea 1908: „In seiner Neugestaltung spiegelt dieses seit vielen Jahren den Lehrern an den höheren Unterrichtsanstalten wohl bekannte und unentbehrliche Werk den Fortschritt der Wissenschaft wieder. Es ist voluminöser und auch gründlicher geworden, ein unschätzbares Hilfsmittel zur Förderung des physikalischen Unterrichts. Der jetzige Bearbeiter ist zwar in den Grundzügen den Intentionen des ursprünglichen Verfassers treu geblieben, aber der ungeahnte Fortschritt der Physik und die davon unzertrennliche Weiterentwickelung der physikalischen Technik zwangen zu völliger Umarbeitung und wesentlichen Erweiterungen. So gibt das Werk heute eine ausführliche Darlegung der für den Lehrer der Physik erforderlichen Einrichtungen und Werkzeuge, eine reiche Zusammenstellung der gebräuchlichen physikalischen Apparate nebst ausführlicher Beschreibung und Vorführung derselben in Holzschnitten, es steht in dieser Beziehung völlig einzig da."

Science: „a most admirable text-book for classes, and no one can read it without gaining much information in regard to both the theoretical and the practical side of the subject. One has only words of praise to say of the object of the work, of the manner in which this has been carried out by the author and of the admirable spirit in which the publisher has fulfilled his share of the work."

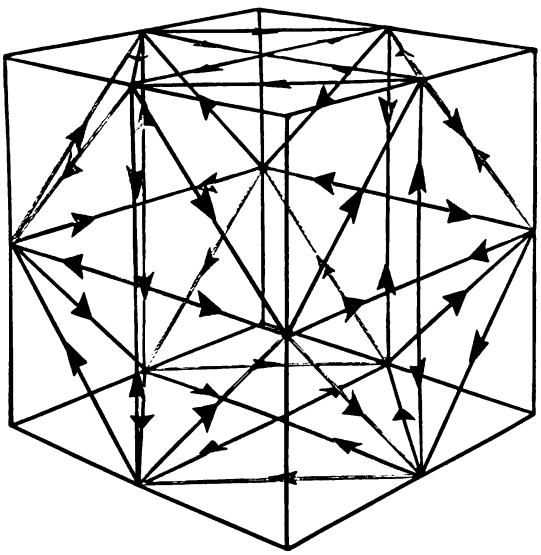
Unterrichtsblätter für Mathematik und Naturwissenschaften: „Über den ursprünglich verfolgten Zweck hinaus hat sich dieses Werk zu einer physikalischen Didaktik entwickelt, die allerdings ihren Ausgang von der Behandlung der Apparate nimmt, aber nach Auswahl und Anordnung des Stoffes zu einer Anleitung für die Erteilung des physikalischen Experimental-Unterrichts überhaupt geworden ist."

Digitized by Google

„Einzelheiten aus der Fülle des Stoffes herauszugreifen, würde zwecklos sein, so sei nur im allgemeinen bemerkt, daß, wie schon aus der Stoffeinteilung hervorgeht, hier ein wohldurchdachter Plan vorliegt, dessen festes Gefüge auch der Lehrer gern anerkennen wird, der selbst eine andere Stoffanordnung vorzieht. Überall ist auch der Standpunkt festgehalten, daß das Experiment niemals Selbstzweck sein kann, daß es vielmehr die Aufgabe hat, die Antworten auf die aus dem Gange des Unterrichtes entspringenden Fragen zu vermitteln, indem es durch sich selbst zugleich zu einer Quelle neuer Fragestellungen wird. Dementsprechend hat der Bearbeiter auch kein Bedenken getragen, in den Gang seiner Ausführungen öfter rein theoretische, sich der mathematischen Formel bedienende Ableitungen einzufügen. Die Anweisung für den Gebrauch der einzelnen Apparate selbst wird dadurch nicht beeinträchtigt, diese ist stets durchaus praktisch gehalten und nimmt auf die Bedürfnisse des Lehrers auch insofern Rücksicht, als sie jedesmal mit Hinweisen auf Bezugsquellen ausgestattet ist.

Man kann vielleicht Bedenken hegen gegen die Ausdehnung, die der Bearbeiter dem Werke gegeben hat, von zwei Seiten her. Einmal wegen der Fülle des Stoffes, der selbst an Hochschulen entfernt nicht in dem hier angeführten Umfange erledigt werden kann. Aber mit Recht betont der Bearbeiter die Verschiedenheit der Bedürfnisse an den einzelnen Schulgattungen und der einzelnen Anstalten, für die möglichst erschöpfend zu sorgen war. Da hat jeder Lehrer seine Auswahl zu treffen, die ihm durch das sehr spezialisierte Inhaltsverzeichnis, sowie durch ein umfassendes Namen- und Sachregister im höchsten Grade erleichtert wird."

Monatsschrift für höhere Schulen: „Fricks Physikalische Technik hat im Jahre 1904 das 50jährige Jubelfest gefeiert! Ein halbes Jahrhundert hindurch hat das Werk in ruhmvollster Weise mitgefochten gegen die früher übliche Lesebuch-Physik und für die Erkenntnis des didaktischen Wertes eines von dem Versuche ausgehenden und durch das Experiment unterstützten exaktwissenschaftlichen Unterrichts. Wenn es in dieser für ein Werk der Unterrichtstechnik, zumal für ein Hilfsmittel des naturwissenschaftlichen Unterrichts selten langen Lebensfrist nicht gealtert hat, in dieser Periode eines ungeahnten Aufschwunges der physikalischen Forschung und des exakten Unterrichtes jugendfrisch und lebenskräftig geblieben ist und dabei immer anregend und fördernd an dieser glänzenden Entwickelung mitgewirkt hat, so wird jeder Fachgenosse, der in der ersten Zeit seiner Lehrtätigkeit den alten Frick zu Rate gezogen und seine Verbesserungen miterlebt hat, dem Verfasser und den späteren Bearbeitern, Prof. Reichert, Prof. F. Lehmann und seinem Sohne, dem jetzigen Herausgeber, dafür Dank wissen."



Prof. Dr. F. Grimsehl in den Monatsheften für naturwissenschaftlichen Unterricht: „Das Buch darf in keiner Institutsbibliothek fehlen, auch jedes physikalische Schulkabinett sollte das Buch benutzen, ja ich möchte behaupten, daß es zum eisernen Bestande jedes Experimentalphysikers gehören muß."

Prof. Dr. Rühlmann in der Zeitschr. f. mathemat. und naturwissenschaftl. Unterricht: „Besonders hervorzuheben sind die klaren und scharfen Definitionen der verschiedenen Einheiten. Reich bedacht, auch mit Abbildungen, sind die statischen und dynamischen Meßinstrumente. Gleichnisse und graphische Figuren erleichtern an vielen Stellen das Verständnis schwieriger Zusammenhänge."

Blätter für höheres Schulwesen: „Die jungen Kollegen von heute sind zu beneiden, daß ihnen beim Eintritt in ihren Beruf und zur Fortbildung solche Werke, die in glänzender Ausstattung das Praktische mit dem Theoretischen vereinigen, zur Verfügung stehen."

Digitized by Google

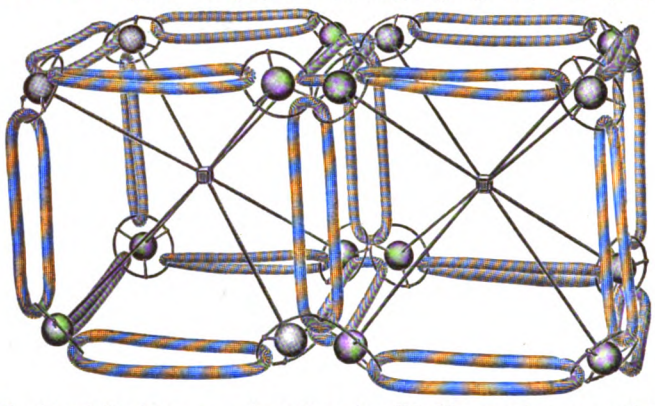
Bayer. Zeitschr. f. Realschulwesen: „Das ganze Werk erweist sich für den Vortragenden als ein unentbehrliches Mittel zur Vorbereitung und sollte in keiner Anstaltsbibliothek fehlen."

Südwestdeutsche Schulblätter: „Das Buch hat beim Gebrauch gehalten, was es versprochen hat: es ist bei allen Neuanschaffungen für das physikalische Kabinett ein sachkundiger und zuverlässiger Berater und es kann daher nur immer wieder aufs neue empfohlen werden".

Zeitschrift für lateinlose höhere Schulen: „... verdient die höchste Anerkennung wegen der übersichtlichen Einteilung, der leicht faßlichen Darstellung und der klaren genauen Sprache ... Es gibt wohl keine Frage, über die das Buch nicht erschöpfende Auskunft böte".

Blätter für höheres Schulwesen: „Der Reichtum des Buches ist geradezu erstaunlich und man muß immer wieder sagen, daß die Bearbeitung in die richtigen Hände gekommen ist."

Dr. K. Haas in Vierteljahrsber. d. Wiener Vereins zur Förderung d. physikal. u. chem. Unterrichts: „Das Buch ist ein lebendiges Zeugnis für die stupende Belesenheit, das umfassende Wissen und die staunenswerte Arbeitskraft des Verfassers. ... eine unerschöpfliche Quelle von Winken, Ratschlägen und Anregungen ..."



Pädagogische Jahresberichte: „Auch der neue Teil bestätigt durch die Fülle und durch die Gediegenheit des Inhaltes unser zu früherer Gelegenheit gegebenes Urteil, daß dieses einzig in seiner Art dastehende Handbuch für jeden experimentierenden Physiker geradezu unentbehrlich ist. Die Ausstattung des Werkes ist über jedes Lob erhaben."

Dinglers Polytechnisches Journal: „Einer für das Verständnis der Maßsysteme sehr wertvollen Mühe hat sich der Verfasser unterzogen: er hat drei Maßsysteme konsequent durchgeführt. Alle drei haben die Sekunde als Zeiteinheit gemeinsam. Das erste, vom Verfasser als technisches bezeichnet, hat als Einheit der Länge das Meter, als Einheit der Kraft das Kilogramm, so daß als Einheit der Masse das Hyl erscheint. Das dritte, als physikalisches bezeichnet, hat als Einheit der Länge das Centimeter, als Einheit der Masse das Gramm, so daß als Einheit der Kraft die Dyne erscheint. Das zweite unterscheidet sich vom dritten nur durch Potenzen von 10, indem als Einheit der Länge das Meter, als Einheit der Masse das Kilogramm gewählt ist, so daß als Einheit der Kraft die Decimegadyne auftritt."

Der Mechaniker: „... in gleichem Maße wertvoll auch für den Konstrukteur physikalischer Apparate."

Digitized by Google

QC
55852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

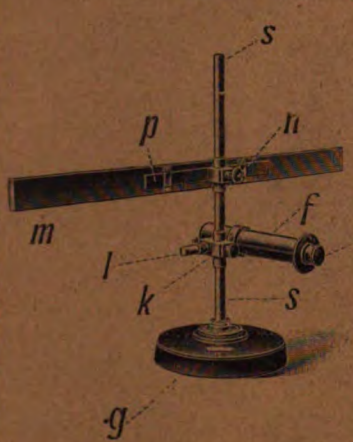
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 3. 1. Februar 1910. No. 313. 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezial-Katalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer M. 60.—
Ablesefernrohr mit Skala (siehe Fig.) **M. 40.—**
Gleitdraht (Stromkompensator) . . . . **M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm . . . . . M. 32.—

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Firma Carl Zeiss in Jena, betreffend:
V. Ferienkurs für wissenschaftliche Mikroskopie in Leipzig,
und einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von B. G. Teubner in Leipzig, betreffend:
Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik,
und einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von S. Hirzel in Leipzig, betreffend:
Neuerscheinungen auf dem Gebiete der Physik, Chemie etc.

Digitized by Google

REGISTER:

Seite

Absorptionsgesetz: Über das — der β-Strahlung, v. W. Wilson 101

Bateman, H., Die Lösung der Integralgleichung, welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erdbebenwelle im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Störung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberfläche zu gelangen 96

Elektrische Schwingungen: Über eine neue Form der Stoßerregung —, v. M. Wien 76

Emission: Über die Verteilung der Intensität bei der — von Röntgenstrahlen, v. A. Sommerfeld . . . 99

Endgeschwindigkeit: Über die — des Falles kleiner Kugeln in Luft, v. J. Zeleny u. L. W. Mc Keehan 78

Erdbebenwelle: Die Lösung der Integralgleichung, welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer — im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Störung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberfläche zu gelangen, v. H. Bateman . . . 96

Fortpflanzungsgeschwindigkeit: Die Lösung der Integralgleichung, welche die — einer Erdbebenwelle im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Störung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberfläche zu gelangen, v. H. Bateman 96

Geometrie: Anwendung der Lobatschefskijschen — in der Relativtheorie, v. V. Varićak 93

Integralgleichung: Die Lösung der —, welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erdbebenwelle im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Störung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberfläche zu gelangen, v. H. Bateman 96

Intensität: Über die Verteilung der — bei der Emission von Röntgenstrahlen, v. A. Sommerfeld 99

Kohlrausch, Friedrich. Nachruf v. E. Riecke 73

Kugeln: Über die Endgeschwindigkeit des Falles kleiner — in Luft, v. J. Zeleny u. L. W. Mc Keehan . 78

Lobaschefskijsche Geometrie: Anwendung der — in der Relativtheorie, v. V. Varićak 93

Mc Keehan, L. W. u. **J. Zeleny**, Die Endgeschwindigkeit des Falles kleiner Kugeln in Luft 78

Relativtheorie: Anwendung der Lobatschefskijschen Geometrie in der —, v. V. Varićak 93

Seite

Riecke, E., Friedrich Kohlrausch 73

Röntgenstrahlen: Über die Verteilung der Intensität bei der Emission von —, v. A. Sommerfeld 99

Schwingungen: Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer —, v. M. Wien 76

Sommerfeld, A., Über die Verteilung der Intensität bei der Emission von Röntgenstrahlen 99

Stoßerregung: Über eine neue Form der — elektrischer Schwingungen, v. M. Wien 76

β-Strahlung: Über das Absorptionsgesetz der —, v. W. Wilson 101

Varićak, V., Anwendung der Lobatschefskijschen Geometrie in der Relativtheorie 93

Wien, M., Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer Schwingungen 76

Wilson, W., Über das Absorptionsgesetz der β-Strahlung 101

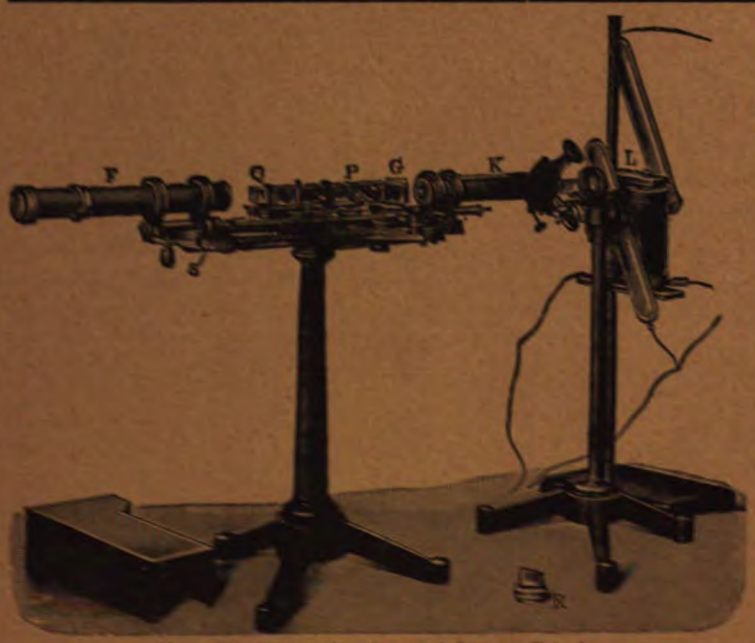
Zeleny, J. u. L. W. Mc Keehan, Die Endgeschwindigkeit des Falles kleiner Kugeln in Luft 78

Günther & Tegetmeyer

Braunschweig.

Elektrometer für statische Ladungen nach Wulf.

D. R. P. 181284.



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Franz Schmidt & Haensch,

Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 16.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation, Spektroskopie, Photometrie, Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,** sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1910. 11. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 4 am 7. Februar 1910.

INHALT:

Friedrich Kohlrausch †. S. 73.
Originalmitteilungen:
M. Wien, Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer Schwingungen. S. 76.
J. Zeleny u. L. W. Mc Keehan, Die Endgeschwindigkeit des Falles kleiner Kugeln in Luft. S. 78.
V. Varićak, Anwendung der Lobatschefskijschen Geometrie in der Relativtheorie. S. 93.
H. Bateman, Die Lösung der Integralgleichung, welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erdbebenwelle im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Störung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberfläche zu gelangen. S. 96.
A. Sommerfeld, Über die Verteilung der Intensität bei der Emission von Röntgenstrahlen. S. 99.
W. Wilson, Über das Absorptionsgesetz der β-Strahlung. S. 101.
Berichtigung. S. 104.
Tagesereignisse. S. 104.
Personalien. S. 104.

Friedrich Kohlrausch †.

Nachruf von Eduard Riecke.

In dem Vorworte zur 11. Auflage seines Lehrbuches hat Friedrich Kohlrausch geäußert, daß für ihn die Zeit gekommen sein dürfte, von der Arbeit, die ihn durch 40 Jahre seines Lebens begleitet habe, Abschied zu nehmen; denn jeder müsse mit dem Geschicke rechnen, daß die Kräfte für die gewohnte, aber von Jahr zu Jahr sich mehrende Arbeit nicht mehr ausreichen. Früher und in anderem Sinne, als er selber und wir alle gedacht, hat sich dieses Wort erfüllt. Am 18. Januar ist Friedrich Kohlrausch unerwartet durch einen Herzschlag dahingerafft worden.

Kohlrausch war geboren in Rinteln am 14. Oktober 1840, als Sohn des verdienstvollen Physikers Rudolf Kohlrausch, der damals Gymnasiallehrer in Rinteln war. Im Jahre 1857 kam der Vater, der zuletzt in Marburg neben dem Schulamte noch die Stelle eines außerordentlichen Professors an der dortigen Universität bekleidet hatte, als ordentlicher Professor der Physik nach Erlangen. Aber schon im folgenden Jahre verlor Kohlrausch den Vater; sein Leben lang hat er ihm eine treue kindliche Pietät bewahrt, er ist für sein Andenken eingetreten, wo immer die Verdienste Rudolf Kohlrauschs nicht die ihnen gebührende Würdigung fanden. Seine Studienzeit hat Kohlrausch teils in Erlangen, teils in Göttingen verlebt. Er war dann eine Zeitlang Assistent an der Göttinger Sternwarte. So fand er auf dem klassischen Boden exakter Messungen Gelegenheit, die natürliche, nach eben jener Seite gerichtete Anlage zu vertiefen, Erfahrungen zu sammeln, die seinem späteren Lebenswerke zugute kamen. Von Göttingen kam Kohlrausch zunächst nach Frankfurt als Dozent des Physikalischen Vereins. Was sich dort dem jungen Physiker an experimentellen Einrichtungen darbot, hat er später in launiger Weise geschildert. Er hat aber auch hervorgehoben, wie nützlich es für ihn war, daß er gezwungen wurde, sich so viele Hilfsmittel mit eigner Hand zu schaffen, die man in einem modernen physikalischen Institute so selbstverständlich hinnimmt wie das tägliche Brot. Von Frankfurt kam Kohlrausch als außerordentlicher Professor und Assistent Wilhelm Webers nach Göttingen. Die Räume und Einrichtungen des Göttinger Institutes waren bescheiden genug; aber Weber hatte durch seine wissenschaftliche Tätigkeit eine Reihe von Einrichtungen und Instrumenten geschaffen, die an anderen Orten nicht zu finden waren. Das von Weber stammende Kapital hat in den vier Jahren, welche Kohlrausch in Göttingen weilte, reiche Zinsen getragen. Er hat Untersuchungen, die schon von Weber begonnen waren, weiter geführt, er hat aber auch mit den vorhandenen Hilfsmitteln ganz neue Probleme in Angriff genommen. Die Göttinger Jahre sind für Kohlrausch von großer Bedeutung geworden; für die größere Zahl der Arbeiten, die ihn sein späteres Leben hindurch begleitet haben, wurde hier der Grund gelegt. In Kohlrauschs Natur lag es nicht, mit raschem Impulse von einem Probleme zum anderen zu eilen; mit seiner bedächtigen, niedersächsischen Art kehrte er zu dem einmal ergriffenen Problem immer wieder zurück, um den Ergebnissen seiner Forschung eine immer größere Klarheit und Sicherheit zu geben. Die in Göttingen begonnenen Arbeiten über elastische Nachwirkung, Leitvermögen der Elektrolyte, absolute Widerstandsmessung, elektrochemisches Äquivalent haben ihn zum Teil sein Leben lang beschäftigt, wenn auch Jahre vergehen konnten, in denen nicht davon die Rede war. Als ich Ostern 1869 nach Göttingen kam in der Absicht, bei Clebsch mathematische Studien zu treiben, hatte Kohlrausch die Arbeit über das Ohmsche Gesetz bei der elektro-

Digitized by Google

lytischen Leitung eben beendigt; ich habe noch die umständlichen, schwer zu handhabenden Versuchseinrichtungen kennen gelernt, deren sich Kohlrausch bei dieser ersten Anwendung des Wechselstromes zur Bestimmung elektrolytischer Leitungsfähigkeiten bediente. Die Wechselströme wurden mit der von Weber konstruierten Induktionssirene erzeugt; diese wurde angetrieben mit einem Blasebalg, die Konstanz der Tonhöhe durch Vergleichung mit einem Pfeifentone kontrolliert. Zur Strommessung diente eines der Dynamometer, das von Weber in der noch gemeinsam mit Rudolf Kohlrausch begonnenen Arbeit über elektrische Schwingungen benützt worden war. Eine Widerstandsbestimmung eines Elektrolyten mit Induktor und Telephon ist jetzt eine elementare Aufgabe, die jeder Praktikant in unseren physikalischen Übungen ausführt. Die Arbeit langer Jahre, eine Erfahrung, wie sie eben nur eine beinahe ununterbrochene Beschäftigung mit dem Gegenstande verleiht, war nötig, bis Kohlrausch seiner Methode ihre heutige Eleganz und Einfachheit verleihen konnte.

In dem ersten Semester, daß ich in Göttingen zubrachte, behandelte Kohlrausch in einer Seminarstunde die Gaußsche Methode zur Bestimmung der horizontalen Intensität des Erdmagnetismus. Die im Gauß-Weberschen erdmagnetischen Observatorium angestellten Übungen bildeten für Kohlrausch selber die Vorbereitung zu einer im Sommer 1869 von ihm mit größter Sorgfalt ausgeführten Bestimmung der horizontalen Intensität. Die mühevolle Arbeit wurde von ihm vermutlich unternommen im Hinblick auf eine andere Aufgabe, mit der sich Kohlrausch zuerst in Göttingen beschäftigt hat; es war eine Wiederholung der absoluten Widerstandsmessung nach der Methode und mit den Apparaten Webers, und eine Bestimmung des Widerstandes der Quecksilbereinheit in absolutem Maße. Das Resultat der Untersuchung von Kohlrausch wich von den beinahe gleichzeitigen Bestimmungen, die in England auf Veranlassung der British Association ausgeführt worden waren, ab. Es stellte sich später heraus, daß ein Teil der Differenz durch einen Fehler in dem Wert der Induktorfläche verschuldet war, den Kohlrausch von Weber übernommen hatte. Aber gerade der Umstand, daß so sorgfältige und genaue Messungen zu verschiedenen Werten geführt hatten, übte auf die Untersuchungen selber einen mächtigen Impuls aus; das Problem verschwand nicht mehr von der Tagesordnung, bis eine vollkommene Übereinstimmung der von verschiedenen Seiten und nach verschiedenen Methoden ausgeführten Bestimmungen erreicht war. An der Vollendung der Aufgabe hat Kohlrausch unermüdlich mitgearbeitet noch zu einer Zeit, als, wie er meinte, mit einer absoluten Widerstandsmessung keine Lorbeeren mehr zu verdienen waren. An dem großen Fortschritt, den jene Untersuchungen der experimentellen Technik gebracht haben, hat Kohlrausch seinen vollen Anteil.

Noch fällt in Kohlrauschs Göttinger Zeit eine Bestimmung des elektrochemischen Äquivalents des Silbers. Auf die fundamentale Frage, ob das elektrochemische Äquivalent eine absolut unveränderliche Größe, oder ob es beeinflußt durch die äußeren Verhältnisse sei, ist Kohlrausch in der letzten Periode seines Lebens, in der Muße seines Marburger Aufenthaltes, zurückgekommen. Seine letzte Arbeit galt ihrer experimentellen Prüfung. Jene erste Bestimmung des Äquivalentes wurde wieder in dem erdmagnetischen Observatorium ausgeführt, das damals für solche Untersuchungen die denkbar günstigsten Verhältnisse bot. Zur Strommessung diente eine neue von Kohlrausch konstruierte Tangentenbussole, sie war ursprünglich dazu bestimmt, in Verbindung mit einem Bifilargalvanometer die horizontale Intensität des Erdmagnetismus durch rein galvanische Messungen zu ermitteln.

Im Herbst 1870 folgte Kohlrausch einem Rufe an das Polytechnikum Zürich. Er hat sich dort nicht wohl gefühlt; dazu mögen die politischen Verhältnisse beigetragen haben. Stand doch die Masse des schweizerischen Volkes dem Erwachen Deutschlands mit unverholenem Mißbehagen gegenüber. Kohlrausch folgte daher im Herbst 1871 gerne einem Rufe an die Technische Hochschule Darmstadt. In der Züricher Zeit unternahm Kohlrausch einen Vorstoß in das Gebiet der Thermoelektrizität; angeregt durch eine Mitteilung des Physiologen Hermann entwickelte er die Vorstellung, daß Erscheinungen der Thermoelektrizität bedingt seien dadurch, daß jeder elektrische Strom einen Wärmestrom, jeder Wärmestrom einen elektrischen Strom mit sich führe. Kohlrausch selber hat seine Theorie nicht weiter verfolgt. Andere sind später von anderen Gesichtspunkten aus darauf zurückgekommen.

In Darmstadt blieb Kohlrausch bis zum Jahre 1875, kam von dort als Nachfolger Kundts nach Würzburg, um diesen auch in Straßburg wieder zu ersetzen, nach dem Kundt die Berliner Professur übernommen hatte. Nach dem Tode von Helmholtz übernahm Kohlrausch im Jahre 1895 die Präsidentschaft der Physikalisch-technischen Reichsanstalt. Im Lauf dieser Jahre vollendete sich der Kreis der Untersuchungen, die man, gewiß auch in seinem

Digitized by Google

eigenen Sinne, als das wissenschaftliche Hauptwerk seines Lebens bezeichnen darf, der monumentale Bau, den er durch seine Arbeiten über das Leitvermögen der Elektrolyte geschaffen hat. Kohlrausch hat in dem Briefe an Nernst, in dem er seinem Danke für die Verleihung der Bunsenmedaille Ausdruck gegeben hat, in unübertrefflicher Weise geschildert, wie seine Arbeit von den anfänglichen, schwierig zu handhabenden Versuchsanordnungen aus zu immer größerer Einfachheit und Genauigkeit fortgeschritten ist. Der erste Schritt in der experimentellen Anordnung bestand in dem Ersatze der Induktionssirene durch den von Kohlrausch konstruierten Rotationsinduktor. Die spätere Erfahrung zeigte, daß auch der Induktor mit Wagnerschem Hammer bei den Messungen zu gebrauchen war. Immer aber wurde zur Strommessung noch das Dynamometer benutzt, dessen Ablenkungen mit Spiegel und Skala zu beobachten waren; noch in der Darmstädter Zeit klagte Kohlrausch über die Schwierigkeiten, die das Dynamometer gelegentlich bereitete. Den größten Fortschritt der experimentellen Methode bedeutete daher die Einführung des Telephons zur Beobachtung der Wechselströme.

Es liegt in der Natur der Sache, daß Kohlrausch den größten Teil der Jahre, die er der Untersuchung der elektrolytischen Leitung gewidmet hat, auf die Beschaffung eines Beobachtungsmaterials verwandte, wie es in solcher Vollkommenheit und in so reicher Fülle nur selten von einem einzelnen Forscher gesammelt worden ist. Der Erfolg hat aber die mühevolle Arbeit reich gelohnt. Ihre erste Frucht war das Gesetz von der unabhängigen Wanderung der Ionen, durch das die ganze Mannigfaltigkeit der Erscheinungen in so einfacher und durchsichtiger Weise dargestellt werden konnte.

Die Untersuchung des Leitvermögens der Elektrolyte mußte von selber auf die Frage nach der Leitung des Wassers führen. War diese nur die Folge von Verunreinigungen oder haftete sie dem Wasser als solchem an? Dem experimentellen Geschick, der hohen Kunst genauester Beobachtung, die Kohlrausch in unermüdlicher Arbeit sich zu eigen gemacht hatte, gelang die Entscheidung der Frage, deren Schwierigkeiten wohl die meisten Beobachter zurückgeschreckt hätten. Der von Kohlrausch aus seinen Beobachtungen berechnete Dissoziationsgrad des Wassers stimmte aufs beste überein mit dem aus der Hydrolyse und aus der elektromotorischen Kraft der Wasserstoffkonzentrationskette folgenden.

In der Berliner Zeit war das wissenschaftliche Interesse Kohlrauschs wohl in erster Linie der merkwürdigen Beziehung zugewandt, welche den Temperaturkoeffizienten des Leitvermögens mit der Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen verbindet. Eine theoretische Deutung der Tatsache, daß der größeren Wanderungsgeschwindigkeit der kleinere Temperaturkoeffizient entspricht, besitzen wir zurzeit noch nicht. Kohlrausch selber war überzeugt, daß die von ihm ermittelten empirischen Gesetze bei ihrer weiteren Verfolgung einen Weg eröffnen würden zu tieferem Verständnis des elektrolytischen Widerstandes und des Wesens der Lösungen überhaupt.

Näher auf die Arbeiten Kohlrauschs auf den Gebieten des Erdmagnetismus, der Elastizität, der Wärme- und Elektrizitätsleitung, der Kapillarität einzugehen, muß ich mir versagen. Dagegen darf ich nicht unterlassen, auf die konstruktive Tätigkeit hinzuweisen, die Kohlrausch meist im Zusammenhange mit seinen wissenschaftlichen Arbeiten ausgeübt hat. Wir verdanken ihm nicht bloß auf dem Gebiete der Elektrolyse neue experimentelle Einrichtungen. Die Idee zu dem so viel gebrauchten Totalreflektometer stammt noch aus der Göttinger Zeit, und erhielt ihre erste Ausgestaltung in Zürich. In Würzburg waren es vor allem die Gebiete des Magnetismus und der Galvanometrie, welche er durch die Konstruktion von Apparaten bereichert hat. Er hatte dort in Eugen Hartmann einen Mechaniker gefunden, der mit Verständnis und Geschick auf seine Ideen einging. Kohlrausch stellte sich aber auch selber gerne an die Drehbank, und noch in der Präsidentenwohnung in Charlottenburg fand diese ihre Stelle.

In diesem Zusammenhange möge auch des neuen Institutes gedacht werden, das Kohlrausch in Würzburg eingerichtet hat. Der Bau fiel in die Zeit, da der Aufschwung der physikalischen Studien, der nicht zum wenigsten der Rückwirkung der Technik zu verdanken war, eben begonnen hatte. Der beste Beweis für die Umsicht, mit der Kohlrausch den Bau und die Einrichtung des Instituts geleitet hat, liegt in der Tatsache, daß das Institut den gesteigerten Ansprüchen, welche die folgenden Jahrzehnte an ein physikalisches Institut stellten, bis auf den heutigen Tag gewachsen blieb.

Kohlrausch war nicht bloß der Mann der wissenschaftlichen Forschung, er war ein Lehrer, und ein Lehrer großen Stiles, dessen Wirkung weit hinaus ging über den Kreis derer, die als Hörer vor ihm auf den Bänken saßen oder in seinem Laboratorium arbeiteten. Physikalische Übungen gab es auch vor Kohlrausch, aber es fehlte an einem konsequenten Lehrgange; man pflegte Handfertigkeitsübungen zu verbinden mit Beobachtungen, die nach ziemlich subjektiven Rücksichten ausgewählt wurden; dazu kamen

Digitized by Google

wohl noch Vorlesungsversuche, welche die Praktikanten mit mehr oder weniger Erfolg wiederholten. Eine systematische Ausgestaltung der Übungen war ein Erfordernis der Zeit; sie würde sich vollzogen haben auch ohne Kohlrausch. So wie sie gekommen ist, trägt sie aber den Stempel, den er ihr aufgedrückt hat. Wir können damit wohl zufrieden sein; der Sohn und Enkel eines Schulmannes besaß den zur Lösung der Aufgabe nötigen pädagogischen Takt. Er verstand es, in einem das ganze Gebiet umfassenden Lehrgange die Schüler zu genauer Beobachtung zu erziehen, sie mit Vertrauen zu den Methoden und den damit erhaltenen Resultaten zu erfüllen, ihnen Achtung beizubringen vor der Macht der Zahlen, denen jede Theorie sich beugen muß. Der Leitfaden der praktischen Physik, in seiner ersten Auflage lediglich zum Gebrauch in dem Göttinger Praktikum bestimmt, wuchs freilich bald über den Rahmen eines elementaren Übungsbuches hinaus. Als Lehrbuch der praktischen Physik bildet er weit über die Grenzen Deutschlands hinaus den Führer und Berater jedes wissenschaftlich arbeitenden Physikers. Aus dem die Gesamtheit der wissenschaftlichen Methoden, eine unerschöpfliche Menge einzelner Erfahrungen umschließenden Lehrbuche hat sich aber auch der bescheideneren Zielen dienende Leitfaden in einem an seine ursprüngliche Gestalt erinnernden Umfang wieder herausgeschält.

Im Rückblick auf ein wohlangewandtes, an Arbeit und Erfolgen reiches Leben konnte Kohlrausch im Jahre 1905 von der Präsidentschaft der Reichsanstalt zurücktreten. Noch fünf Jahre eines behaglichen Alters hat er in Marburg und in Jugenheim an der Bergstraße, dem Sommersitze seiner Familie, zugebracht. War es im eigenen Hause auch still geworden — nur eine Tochter weilte noch bei den Eltern —, so sorgten die Familien des Sohnes und dreier Töchter für Freude und Leben. Daß die Muße der Marburger Tage dem Unermüdlichen nur ein Sporn war, um mit neuem Eifer und neuer Kraft den Arbeiten seines Lebens sich zuzuwenden, davon zeugen vor allem die Abhandlungen über das elektrochemische Äquivalent und die neue Auflage seines Lehrbuches. Die Erinnerung an Kohlrausch wird dauern, solange es eine physikalische Wissenschaft gibt und solange umfangreiche Zweige der Technik auf ihrer Grundlage ruhen.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer Schwingungen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Max Wien.

Die Möglichkeit der „Stoßerregung“ elektrischer Schwingungen wurde zuerst bei ganz kurzen Funkenstrecken im Stoßkreise nachgewiesen. Bekanntlich hat hierauf die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ihr System der „tönenden Funken“ begründet und durch sorgfältige Durchkonstruktion solcher Funkenstrecken eine für die Praxis genügende Konstanz, durch Vermehrung der Funkenzahl und Hintereinanderschalten mehrerer Funkenstrecken große Energiemengen erzielt.

Später fand sich, daß auch bei langen Funkenstrecken und dementsprechend hohen Funkenpotentialen eine Stoßerregung mit gutem Nutzeffekt möglich ist, nur muß die Koppelung zwischen Stoßkreis und Schwingungskreis dabei viel loser sein.

Die Grundbedingung „reiner“ Stoßerregung, daß das Dekrement des Stoßkreises groß ist gegen das des Schwingungskreises, ist bei sehr kurzen Funken meist ohne weiteres wegen des hohen Dekrements kurzer Funken erfüllt. Anders bei langen Funkenstrecken, deren Dekrement sehr klein sein kann. Hier muß, um obige Bedingung zu erfüllen, bei stärker gedämpftem Schwingungskreis Ballastwiderstand in den Stoßkreis eingeschaltet werden. Dadurch wird aber der Nutzeffekt in steigendem Maße verringert.

Versuche mit Geißlerschen Röhren, an Stelle der gewöhnlichen Funkenstrecke, ergaben wohl gute Löschwirkung, es ist aber schwierig, dabei gleichzeitig hohe und konstante Spannungen zu erzielen. Diese Schwierigkeit kann man nun umgehen, indem man die Geißlersche Röhre nicht als Funkenstrecke benutzt, sondern sie nur als „Löschwiderstand“ in den Stromkreis einschaltet, die Potentialdifferenz aber durch eine gewöhnliche Luftfunkenstrecke erzeugt (Fig. 1). Die kleineren Schwankungen des an sich niedrigen Entladungspotentials der Röhre kommen neben dem hohen Funkenpotential der Luftfunkenstrecke nicht in Betracht, so daß man so im Stoßkreis beliebig hohe und dabei konstante Spannungen verwenden kann. Andererseits bewirkt die ausgezeichnete Lösch-

Digitized by Google

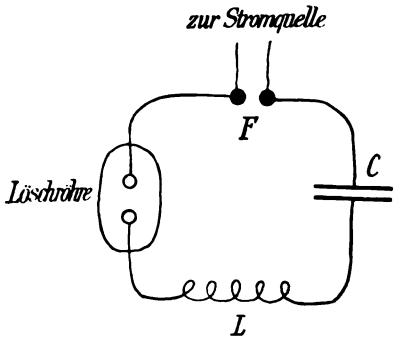


Fig. 1.

wirkung der Geißlerschen Röhren, daß ein besserer Nutzeffekt bei engerer Koppelung erreicht wird und auch bei stark gedämpftem Schwingungskreis ohne besonderen Ballastwiderstand reine Stoßerregung erzielt werden kann.

Form der Löschröhre. Jede Geißlersche Röhre von einigermaßen passendem Druck zeigt diese Wirkung. Der Druck kann in weiten Grenzen variiert werden, am besten liegt er etwa zwischen 0,5 und 0,1 mm Hg. Ist der Druck zu klein, so wird die Löschwirkung unregelmäßig, ist er zu groß, so sinkt der Nutzeffekt, indem gleichzeitig die Grenzkoppelung der Löschwirkung eine losere wird. Füllung mit verschiedenen Gasen — Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff — ergab keine merklichen Unterschiede, Quecksilberdampf wurde bisher noch nicht untersucht. Den besten Nutzeffekt erhielt ich mit weiten Röhren, in denen sich zwei Aluminiumelektroden in 2—3 cm Entfernung gegenüberstanden (vergl. Fig. 1 oder eine Flüssigkeitskühlung ermöglichende Form in Fig. 2). Bei so kurzem Abstand der Elektroden ist jedoch die Löschwirkung nicht immer konstant und setzt öfter bei einzelnen Funken aus, vor allem bei stärkeren Entladungen und wenn die Abstimmung zwischen Stoß- und Schwingungskreis nicht gut ist. Um eine größere Regelmäßigkeit der Entladung und damit der Löschwirkung zu erzielen, ist es daher besonders für Meßzwecke vorzuziehen, den Entladungsweg etwas länger und enger zu

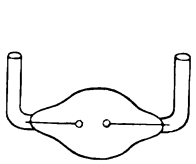


Fig. 2.

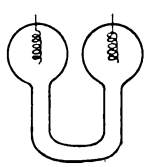


Fig. 3.

machen, so daß die Röhren dann etwa die Form eines Kohlrauschschen Widerstandsgefäßes erhalten (Fig. 3). Oft ist auch eine Kombination von zwei oder mehreren Röhren geeignet. Macht man den Röhrenquerschnitt sehr klein, wie bei den üblichen kapillaren Spektralröhren, so erhitzt die Röhre sich stark und der Nutzeffekt sinkt erheblich. Für schwächere Entladungen sind aber auch derartige Röhren noch brauchbar.

Koppelungsgrad. Wie immer bei Stoßerregung, wird bei zu enger Koppelung die Löschwirkung unregelmäßig, bei zu loser Koppelung sinkt die Energieübertragung. Es ist bei dieser Art der Stoßerregung bequem, daß bei geeigneten Löschröhren die Grenzen der Koppelung recht weit auseinanderliegen und dazwischen in einem verhältnismäßig großen Gebiet die auf den Schwingungskreis und den Empfangskreis übertragene Energie sich nur wenig ändert; so erhielt ich in einem Fall bei Änderung des Koppelungsgrades zwischen 12 und 6 Proz. nur eine Verminderung der übertragenen Energie um etwa 10 Proz. gegenüber dem Maximum. Die im Empfangskreise aufgenommene Resonanzkurve war innerhalb dieser Grenzen merklich die gleiche und entsprach dem Dekrement des Schwingungskreises, so daß die Stoßerregung als „rein" anzusehen ist, bis ein Versagen der Löschwirkung bei zu enger Koppelung eintritt. Wo diese Grenze liegt, hängt von den Konstanten des Stromkreises und von der Zahl und Art der Löschröhren ab.

Nutzeffekt. Um die Anwendbarkeit der Methode zu prüfen, wurden die Verhältnisse der Stromkreise in weiten Grenzen variiert: so die Entladungsspannung zwischen 10000 und 100000 Volt, die Kapazität zwischen 500 und 10000 cm, die Funkenzahl bis zu über Hundert in der Sekunde, die Leistung bis zu 200 Watt im Schwingungskreis. Die Größenordnung des Nutzeffektes blieb dabei ungefähr die gleiche: man erreicht bei Verwendung der Röhrenform der Fig. 3 leicht einen Nutzeffekt von 50—60 Proz.; bei der Form der Fig. 2 kommt man unter günstigen Umständen noch wesentlich höher. Der Nutzeffekt sinkt naturgemäß, wenn im Stoßkreis Ballastwiderstand eingeschaltet wird, oder im Kondensator durch Leitung, dielektrische Hysterese, Sprühen usw. Energieverluste entstehen. Jedoch sind wegen des schnellen Erlöschens der Schwingungen im Stoßkreis alle diese Verluste verhältnismäßig klein. Ebenso ist die Erwärmung der Löschröhren verhältnismäßig klein, da die geringe dem Stoßkreis verbleibende Energie sich auf die verschiedenen Teile des Kreises — Funken, Strombahn und schließlich die Löschröhren — verteilt.

Physik. Inst. d. Techn. Hochschule Danzig.
11. 1. 1910.

(Eingegangen 11. Januar 1910.)

Digitized by Google

Die Endgeschwindigkeit des Falles kleiner Kugeln in Luft. (The Terminal Velocity of Fall of Small Spheres in Air.)

Von John Zeleny und L. W. McKeehan.

§ 1. Einleitung.

Der Widerstand, den ein Fluidum einem Körper entgegensetzt, der sich durch dasselbe hindurchbewegt, wächst mit der Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeit eines durch ein Fluidum frei fallenden Körpers erreicht einen Grenzwert, wenn der Widerstand gegen die Bewegung dem resultierenden Gewichte des Körpers gleich wird; diesen Grenzwert der Geschwindigkeit nennt man die Endgeschwindigkeit des Falles.

Für den Widerstand, den ein kugelförmiger Körper erleidet, wenn alle übrigen Widerstände im Vergleich zu dem von der inneren Reibung des Fluidums herrührenden zu vernachlässigen sind, und wenn man annimmt, daß an der Grenzfläche kein Gleiten auftritt, für diesen Widerstand hat Stokes[1]) den Ausdruck $6\pi\mu aV$ erhalten. In diesem Ausdruck ist μ der Koeffizient der inneren Reibung des Fluidums, a der Halbmesser der Kugel und V ihre Geschwindigkeit in dem Fluidum. Die Endgeschwindigkeit einer frei fallenden Kugel, die man erhält, wenn man den vorstehenden Wert für den Widerstand dem resultierenden Gewichte der Kugel gleichsetzt, ist

$$V = \frac{2}{9}\frac{g a^2(\sigma-\rho)}{\mu},$$

wo σ die Dichtigkeit der Kugel und ρ die Dichtigkeit des Fluidums ist. Dadurch, daß wir alle Widerstände, mit Ausnahme jenes der inneren Reibung, ausschließen, wird die Anwendbarkeit der Formel auf ganz winzige Kugeln beschränkt, denn die Bedingung, die für ihre Gültigkeit erfüllt sein muß, ist, daß der Halbmesser der Kugel gegenüber $\frac{\mu}{V\cdot\rho}$ klein sein muß.

In den letzten Jahren ist die Formel von Stokes bei wichtigen Messungen zur Bestimmung der Größe winziger Kugeln auf Grund ihrer Fallgeschwindigkeit in Luft benutzt worden. Der Zweck der hier zu schildernden Versuche besteht nun darin, die Gültigkeit der Formel für den Fall nachzuprüfen, daß Luft das Fluidum bildet. Diese Prüfung erfordert die Messung des Halbmessers, der Dichtigkeit und der Endgeschwindigkeit der dabei benutzten Kugeln, denn die Dichtigkeit und die innere Reibung der Luft sind bekannt. Aus der Notwendigkeit, Kugeln von mikroskopischer Größe zu verwenden, entspringen die Hauptschwierigkeiten der Versuche. Die erste dieser Schwierigkeiten besteht darin, Kugeln zu erhalten, die für den Zweck genügend klein sind.

1) G. G. Stokes, Mathematical and Physical Papers **3**, 59.

§ 2. Versuche mit Sporen.

Die mikroskopischen Sporen, die von gewissen Pflanzen hervorgebracht werden, sind bei manchen Arten ganz kugelförmig; wir haben sie deshalb als geeignet zur Prüfung der Stokesschen Formel gewählt. Die Auswahl ist indessen auf solche Sporen begrenzt, die sich nicht nur in ihrer Gestalt der Kugelform nähern, sondern die auch in genügender Menge frei von anderem Material zu erhalten sind, um eine genaue Dichtigkeitsbestimmung zu gestatten. Wir haben die Sporen folgender drei Arten ausgewählt: Lycopodium, Lycoperdon und Polytrichum.

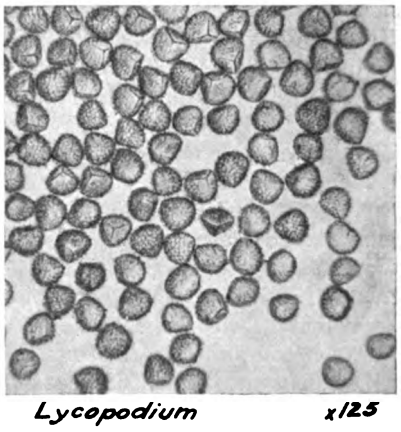


Fig. 1.

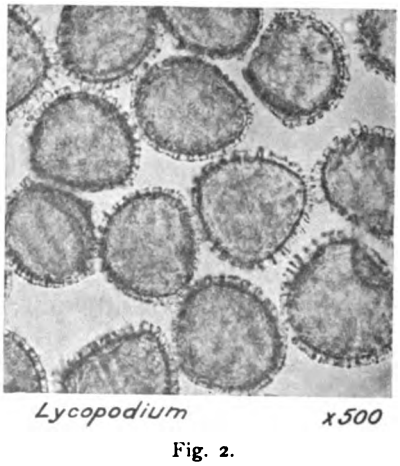


Fig. 2.

Zuerst haben wir Lycopodium benutzt, weil es sich als käufliches Pulver sehr rein von fremdem Material erhalten läßt. Die einzelnen

Digitized by Google

Sporen sind nur in roher Annäherung kugelförmig. Ihre Gestalt ist in den Mikrophotogrammen[1]) (Fig. 1 und 2) wiedergegeben. Fig. 2 läßt erkennen, daß die Außenwandungen der Zellen frei von irgendwelchen haarartigen Vorsprüngen ist.

Sämtliche Lycoperdonsporen, die wir benutzt haben, wurden aus einem großen, gut ausgereiften Flockenstreuling, einem Colorado-Puffball, gewonnen. Wir erhielten die Sporen dadurch praktisch frei von Verunreinigungen, daß wir Massen des Flockenstreulings auf einem Zeugsiebe zerrieben. Diese Sporen sind im ganzen recht kugelförmig und gehören zu den kleinsten, die man kennt. Eine Gruppe von ihnen ist in Fig. 3 in 900facher linearer Vergrößerung dargestellt.

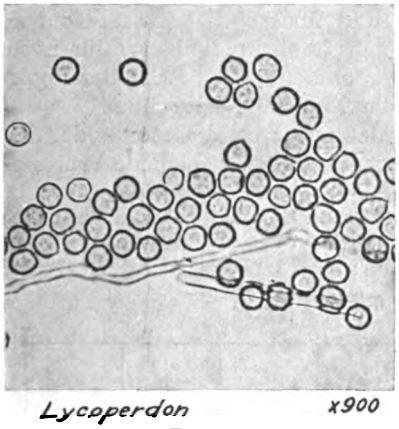


Fig. 3.

Die Polytrichumsporen haben wir von einigen frisch gesammelten Pflanzen[2]) gewonnen. Wir trockneten die Farne und sammelten die Sporen in der Weise, daß wir die Kapseln aufschnitten und sie auf ein Sieb ausschütteten. Wie glatt die Wände der Sporen sind, geht aus den Mikrophotogrammen hervor. Die Sporen waren bei ihrer Verwendung nicht vollkommen ausgereift, denn mehrere Monate nach Beendigung der mit ihnen angestellten Versuche waren an einigen von ihnen Gestaltsänderungen zu beobachten.

Wir wollen nun die Frage behandeln, wie genau man mit Hilfe der Stokesschen Formel die Endgeschwindigkeit solcher Teilchen zu berechnen vermag, die einigermaßen von der Kugelgestalt abweichen. Wenn wir annehmen, daß ein solches Teilchen einer Kugel äquivalent sei, deren Durchmesser gleich dem mittleren Durchmesser des Teilchens ist, so kann die berechnete Endgeschwindigkeit aus zwei Gründen fehlerhaft sein: Das berechnete Volumen kann von dem wahren Volumen verschieden sein, und der berechnete Widerstand gegen die Bewegung kann von dem wahren Widerstande verschieden sein. Die Größe dieser Fehler können wir ersehen, wenn wir einen Körper von irgendeiner regelmäßigen, aber nicht kugelförmigen Gestalt betrachten. Als extremen Fall wollen wir ein Ellipsoid[1]) wählen, dessen Halbachsen 4, 5 und 6 sind. Das Volumen der angenommenen äquivalenten Kugel (mit dem Halbmesser 5) ist um 4 v. H. größer als das wahre Volumen. Der Widerstand gegen die Bewegung in Richtung der kürzesten Achse ist dem einer Kugel vom Halbmesser 5,2 statt vom Halbmesser 5 äquivalent, und der Widerstand gegen die Bewegung in Richtung

Fig. 4.

der längsten Achse ist gleich dem Widerstande für eine Kugel vom Halbmesser 4,8. Berücksichtigen wir die Fehler, die sich einerseits aus dem Volumen, andererseits aus dem Widerstande gegen die Bewegung ergeben, so ist die Endgeschwindigkeit des Ellipsoids, wie sie sich unter der Annahme berechnet, daß das Ellipsoid einer Kugel mit einem Halbmesser gleich dem Mittel aus den drei Halbachsen äquivalent sei, um 8 v. H. größer als die Geschwindigkeit, die sich für dasselbe Ellipsoid berechnet, wenn es sich in Richtung der kleinsten Achse bewegt, und die gleiche wie die Geschwindigkeit des Ellipsoids, wenn es sich in Richtung seiner größten Achse bewegt. Nun nähert sich die Gestalt der Sporen weit mehr der Kugelform als das angenommene Ellipsoid; der Fehler, den wir dadurch begehen, daß wir sie als Kugeln voraussetzen, kann daher in jedem Falle nur einen kleinen Bruchteil des Fehlers betragen, den wir

1) Sämtliche hier abgebildete Mikrophotogramme hat Herr Professor E. W. D. Holway freundlichst für uns angefertigt.

2) Herr Professor C. O. Rosendahl hat sie liebenswürdigerweise für uns gesammelt.

1) Wegen der anzuwendenden Gleichungen siehe Lamb, Hydrodynamics, S. 534.

Digitized by Google

bei dem in der Richtung seiner kürzesten Achse sich bewegenden Ellipsoid gefunden haben. Da die Sporen nicht homogen sind, so hängt die Achsenrichtung, in welcher sie fallen, teilweise von der Lage der Ölkügelchen innerhalb ihrer Wandung ab. Die Anordnung einiger dieser Körper ist aus dem Mikrophotogramm des Polytrichum (Fig. 4) ersichtlich. In einer Gruppe von Sporen können somit einige in Richtung der kleinsten und andere in Richtung der größten Achse fallen. Es muß indessen erwähnt werden, daß hier, wie bei der Entwicklung der Stokesschen Formel, das Fehlen einer Wirbelbewegung vorausgesetzt ist.

a) Messung der Größe.

Die Durchmesser der Sporen wurden mit einem Okularmikrometer ausgemessen. Ein Feld von Teilchen wurde durchlaufen, und während sich das Fadenkreuz durch das Feld bewegte, wurde der Durchmesser jedes einzelnen Teilchens in seiner zufälligen Orientierung der Reihe nach bestimmt. Auf diese Weise erhielten wir die Durchmesser von etwa 300 bis 400 Teilchen von jeder Sporenart. Bei den kleinsten Sporen wurde eine mehr als tausendfache lineare Vergrößerung angewandt.

Lycopodium und Lycoperdon wurden in trockenem Zustande ausgemessen. Das letztere und Polytrichum wurden in Milchsäure eingebettet gemessen, um größere Klarheit zu erhalten. Die Ergebnisse, die wir für Lycoperdon nach den beiden Methoden erhielten, stimmten miteinander überein; allerdings scheint aus der Arbeit von Buller[1]) hervorzugehen, daß in einigen derartigen Fällen Größenunterschiede infolge des Einbettens beobachtet worden sind.

Die einzelnen Sporen sind in Größe beträchtlich verschieden, und die Kurve in Fig. 5 zeigt, in welchem Verhältnis die verschiedenen Größen beim Lycoperdon auftreten. Die Anzahl der Teilchen für je 0,00001 cm Änderung des Halbmessers ist als Ordinate der Kurve im Mittelpunkte des angegebenen Gebietes aufgetragen. Die Kurve ähnelt sehr einer Wahrscheinlichkeitskurve. Die entsprechenden Kurven für Lycopodium und für Polytrichum sind der für Lycoperdon ganz ähnlich; die Kurve für Lycopodium ist in der oberen linken Ecke der Figur in verkleinertem Maßstabe gezeichnet.

Für den mittleren Halbmesser der drei Arten von Sporen haben wir folgende Werte erhalten:

1) A. H. R. Buller, Researches on Fungi, 1909. Hierin ist auch ein Bericht über die Versuche des Verfassers, die Fallgeschwindigkeit verschiedener Sporen betreffend, enthalten.

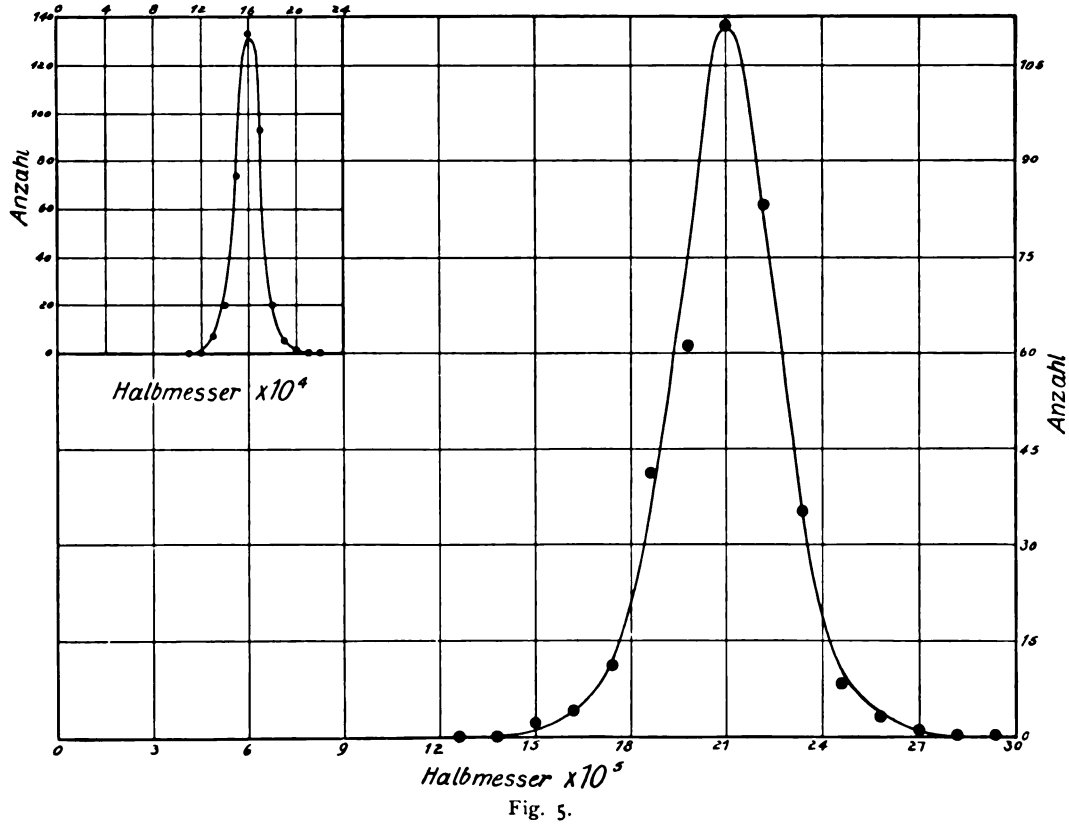


Fig. 5.

Digitized by Google

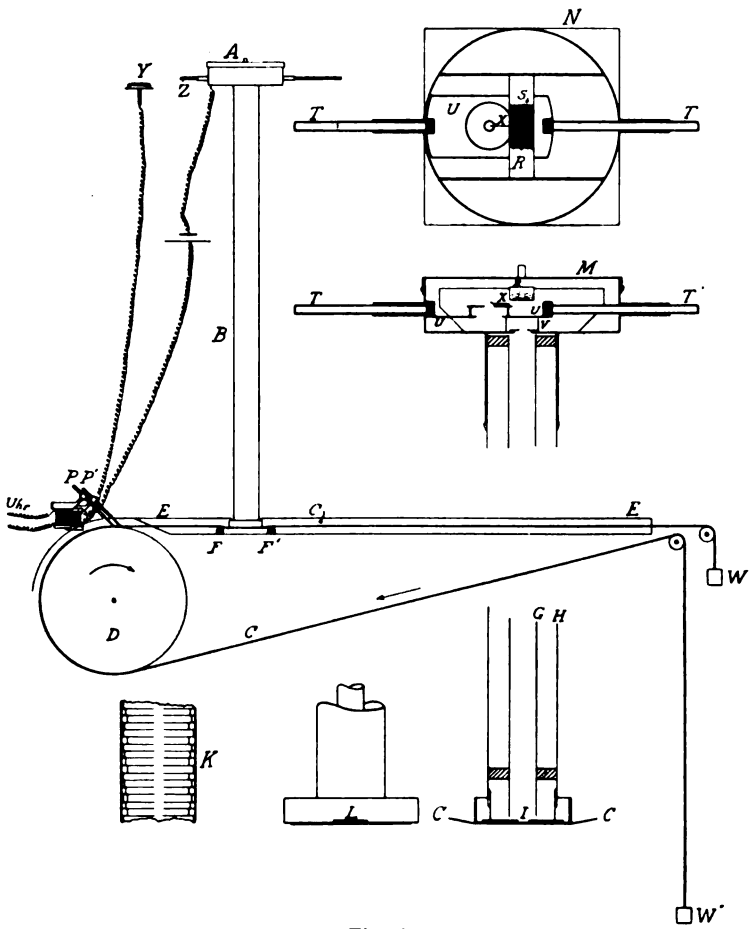


Fig. 6.

Lycopodium . . . . 0,00158 cm,
Polytrichum . . . . 0,000478 „ ,
Lycoperdon . . . . 0,000209 „ .

b) Messung der Dichtigkeit.

Die mittlere Dichtigkeit erhielten wir durch Bestimmung des Volumens einer bekannten Masse der Substanz mittels eines Volumenometers. Wir benutzten anfänglich das Regnaultsche Volumenometer in der üblichen Gestalt; später konstruierten wir jedoch eine verbesserte Form mit einem Baromanometer zur Messung der Drucke, wodurch diese von den Schwankungen der Atmosphäre unabhängig wurden. Dadurch, daß wir dieses Instrument in einem Raum mit konstanter Temperatur benutzten, erhielten wir mit geringerer Mühe Ergebnisse, denen wir weit größeres Vertrauen entgegenbringen konnten[1]). Wir benutzten übrigens bei zwei von den Substanzen beide Instrumente, und die damit gemachten Bestimmungen stimmten gut miteinander überein. Das ausgemessene Volumen der Substanzen schwankte zwischen 3 cm³ und 10 cm³, und wir erhielten folgende Werte für die Dichtigkeit:

Lycopodium 1,175,
Lycoperdon 1,44,
Polytrichum . . . . 1,53.

c) Endgeschwindigkeit des Lycopodiums.

Da wir nur die mittlere Dichtigkeit und den mittleren Durchmesser der Sporen bestimmt hatten, mußten wir notwendig auch ihre mittlere Endgeschwindigkeit erhalten. Der Apparat, den wir zu diesem Zwecke beim Lycopodium benutzten, ist in Fig. 6 dargestellt.

Das Lycopodium wurde in dem Kasten A fallen gelassen und fiel nach dem Durchgange durch die Röhre B auf einen bewegten schwarzen Papierstreifen CC. Dieser Papierstreifen wurde durch die Gewichte WW straff gespannt und durch die Chronographentrommel D gleichförmig bewegt. Auf einer Seite war auf den schwarzen Papierstreifen ein Stück weißes Papier aufgeklebt, welches die Zeitmarken von den beiden Federn PP aufnahm. Die eine dieser Federn zeichnete die

1) J. Zeleny u. L. W. Mc Keehan, Phys. Rev., 1910.

Digitized by Google

Sekunden von der Uhr aus auf, und die andere verzeichnete den Augenblick, in welchem das Pulver losgelassen wurde. Der Teil des Papierstreifens, auf den das Pulver fiel, war zum Schutze gegen Luftströmungen von dem Metallgehäuse EE umgeben. Zwei Metallstangen FF' hielten das Papier gegen das untere Ende der Fallröhre. Dieser Teil der Anordnung ist im unteren Teile der Figur vergrößert dargestellt. Die Fallröhre bestand aus den beiden konzentrischen Röhren G, H, von denen die äußere die innere gegen die Temperaturänderungen schützte. Die Länge der beiden Röhren betrug für gewöhnlich etwa 71 cm; der Durchmesser der äußeren Röhre betrug 3,5 cm und jener der inneren wurde verändert. Das untere Ende der inneren Röhre wurde durch einen Deckel mit einem kleinen Loche I verschlossen, das nur solchen Teilchen den Durchgang zu dem Papier CC gestattete, die durch den mittleren Teil der Röhre hindurchgegangen waren und somit keine Verzögerung von den Wänden erlitten hatten. Die beigefügte Zeichnung gibt die Röhre um 90^0 um ihre Achse gedreht wieder und läßt die feine Öffnung L erkennen, durch welche die Teilchen, die auf das Papier gefallen waren, hindurchgehen konnten, ohne von den darüber befindlichen Metallteilchen fortgewischt zu werden. Die Einzelheiten des Kastens A, aus dem das Pulver fallen gelassen wurde, sind bei M im Aufriß und bei N im Querschnitt gezeichnet, und zwar in einer Lage, die von der bei A um 180^0 abweicht. Das Lycopodium wurde oberhalb der Mitte der Fallröhre in die metallene Mulde R getan, deren Boden aus straff gespanntem Seidenstoff S hergestellt war. Die Stäbe TT', die in den abgebildeten Röhren beweglich waren, trugen den flachen Schlitten U. Dieser Schlitten streifte gerade den oberen Rand des Zylinders V, in dem sich eine durchlochte Scheidewand befand. In der Mitte des Schlittens war ein Loch und über diesem ein kurzer Zylinder, der durch einen kleinen Deckel mit einem Loch in der Mitte verschlossen wurde. Über dieses Loch im Deckel ragte die am Rande eben dieses Deckels befestigte biegsame Nadelspitze X hervor. Wenn der Schlitten nach rechts geschoben wurde (wie in der vergrößerten Figur), so strich die Nadel leicht über den Zeugboden und dadurch konnten einige Lycopodiumteilchen durch das kleine Loch im Schlitten in die Fallröhre hineingesiebt werden, wenn dieses Loch genau in der Mittelstellung stand. In diesem Augenblick stellte die Spitze Z mit Y einen elektrischen Kontakt her, durch den die Feder P betätigt wurde. Durch die Weiterbewegung des Schlittens über die Mittelstellung hinaus wurde das obere Ende der Fallröhre wieder verschlossen. Um den Rand des Deckels des Kastens A war ein Gummiband gelegt, und in den Gleitröhren befand sich Öl; hierdurch wurde der obere Teil des Apparates luftdicht gemacht und der Durchgang eines Konvektionsstromes durch die Röhre nach oben oder nach unten verhindert.

Das Verfahren bei der Ausführung eines Versuches war nun folgendes: Nachdem der Papierstreifen CC durch die Trommel D in Bewegung gesetzt worden war, wurde der Schlitten durch die Stange T vorgeschoben und gab einige Teilchen frei. Die Bewegung des Papiers wurde nicht unterbrochen, ehe nach den Ergebnissen früherer Versuche sämtliche Teilchen den Boden erreicht hatten. Dann wurde die Trommel angehalten, das Papierstück, das die Marken trug, vom übrigen abgeschnitten, auf eine glatte Fläche gelegt und sorgfältig mit einem Glasstreifen bedeckt, um jegliche spätere Verschiebung der Teilchen zu verhindern. Diese Teilchen waren auf dem schwarzen Papier mittels eines Mikroskops mit schwacher Vergrößerung leicht zu sehen, und die Zeit, die jedes Teilchen gebraucht hatte, um zu fallen, wurde aus den seitlichen Zeitmarken bestimmt. Die durchschnittliche Zeit, die die Teilchen brauchten, um die bekannte Länge der Röhre beim Fall zu durchlaufen, ergab die durchschnittliche Endgeschwindigkeit. Die Anzahl der Teilchen, die man bei jedem Versuche auf dem Papier erhielt, hing davon ab, wie hart die Spitze X über das Zeug hinstrich. Wir arbeiteten nur mit leichtem Streichen, weil sonst viele tausend Teilchen auf das Papier fielen. Bei den Vorversuchen haben wir mehrere andere Verfahren zum Loslassen der Teilchen versucht, aber das vorstehend beschriebene wurde schließlich als das beste angenommen.

Die Fallröhre wurde vielfach verändert. Wir verwandten innere Röhren von verschiedenen Durchmessern, die zwischen 3 mm und 25 mm lagen. Weiter füllten wir die äußere Röhre mit in der Mitte durchlochten Papierscheiben, die durch Papierringe auseinandergehalten wurden, wie es der Schnitt K in Fig. 6 angibt. Diese Anordnung wurde ersonnen, um die Luftzirkulation in der Röhre zu vermeiden und dabei jede Wirkung zu verringern, die etwa infolge der Nähe der Röhrenwandung in den kleinen Fallröhren auftreten könnte. Die Fallhöhe der Teilchen wurde durch die Verwendung von Fallröhren mit einer Länge von 71 cm bzw. 211 cm verändert. Wie die Ergebnisse lehrten, hatte keine dieser Veränderungen irgendwelchen ausgesprochenen Einfluß auf den Wert, den wir für die Endgeschwindigkeit der Teilchen erhielten.

Die Lycopodiumteilchen bleiben sehr leicht aneinander haften; infolgedessen pflegen außer

Digitized by Google

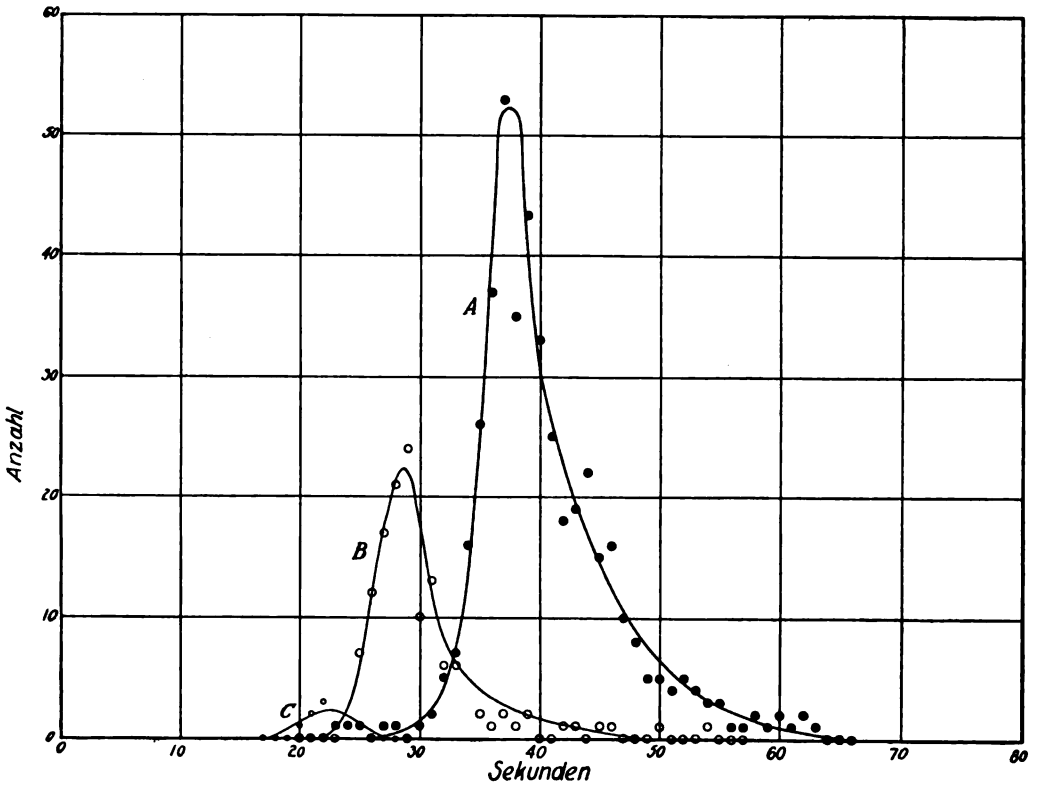


Fig. 7. Temperatur 21,1° C; Röhrenlänge 71,5 cm; mittlere Fallzeit der einzelnen Teilchen 40,7 Sek.; mittlere Fallzeit der doppelten Teilchen 29,8 Sek.; mittlere Endgeschwindigkeit der einzelnen Teilchen 1,76 cm/Sek.; mittlere Endgeschwindigkeit der doppelten Teilchen 2,40 cm/Sek.

den einzelnen Teilchen eine Anzahl von Gruppen solcher Teilchen zugleich mit abzufallen. Die größten dieser Gruppen werden den Boden zuerst erreichen, danach werden die kleineren Gruppen folgen, die mit dreien und zweien endigen, und schließlich die einzelnen Teilchen. Wir versuchten, die Abgabe großer Gruppen dadurch zu vermeiden, daß wir die Nadel nur ganz leicht über das Zeug streichen ließen.

Fig. 7 zeigt ein Beispiel für die Verteilung der Teilchen auf dem Papierstreifen nach der Fallzeit, und zwar wird die Anzahl der in jeder Sekunde gefallenen Teilchen durch die Ordinate zu Ende dieser Sekunde dargestellt. Die Kurve *A* zeigt die Verteilung der einzelnen Teilchen, die Kurve *B* jene der doppelten und die Kurve *C* jene der dreifachen. Die mittlere Geschwindigkeit der einzelnen Teilchen, wie man sie aus dieser Reihe von Teilchen erhält, beträgt 1,76 cm/Sek., die der doppelten 2,40 cm/Sek. Die doppelten Teilchen fallen sonach 1,37 mal so schnell wie die einfachen. Eine unsymmetrische Gestalt der Verteilungskurve nach der Zeit ist zu erwarten, obwohl die Verteilungskurve nach der Größe symmetrisch ist (siehe Fig. 5), denn die Fallzeit eines Teilchens muß sich umgekehrt wie das Quadrat seines Halbmessers ändern. Demnach müßten drei Teilchen, deren Größen im Verhältnis $^2/_3 : 1 : ^4/_3$ stehen, Fallzeiten haben, die im Verhältnis $^9/_4 : 1 : ^9/_{16}$ zueinander stehen, und diese letztere Reihe ist keine arithmetische mehr. Die äußersten Fallzeiten der Teilchen, die durch die Kurve *A* in der Fig. 7 dargestellt werden, stehen ungefähr in dem auf Grund der Größenverteilung (Fig. 5) zu erwartenden Verhältnis; aber der Umstand, daß die Anzahl der Teilchen rechts vom Maximum in der Fig. 7 größer ist als die Anzahl links vom Maximum, deutet darauf hin, daß die kleineren Teilchen im allgemeinen die dichteren sind. Eine Übersicht der Ergebnisse, die wir für die Endgeschwindigkeit des Falles für Lycopodium erhalten haben, findet sich in der Tabelle I. Wie man sieht, stimmen die unter den verschiedenen Bedingungen erhaltenen Ergebnisse befriedigend untereinander überein.

d) Endgeschwindigkeit des Lycoperdons.

Die Lycoperdonteilchen waren so winzig, daß es nicht möglich war, bei ihnen den Apparat zu verwenden, den wir zur Bestimmung der Fallgeschwindigkeit des Lycopodiums benutzt haben. Es war nämlich beinahe unmöglich, die Teilchen, nachdem sie gefallen waren, mit dem Mikroskop

Digitized by Google

Tabelle I.

Lycopodium.

Röhrenlänge in cm	Röhrendurchmesser in cm	Anzahl der Teilchen	Endgeschwindigkeit des Falles in cm/Sek.
71,5	*)0,32	26	1,72
	*)0,32	18	1,77
	0,32	162	1,70
	0,32	133	1,70
	0,64	30	1,71
	0,64	170	1,73
	**) 1,27	354	1,76
	**) 1,27	431	1,76
	**) 1,27	327	1,78
	**) 1,27	267	1,74
	**) 1,27	359	1,80
	1,27	66	1,76
	1,27	60	1,74
210,9	1,27	462	1,82
71,5	2,54	34	1,74
	2,54	138	1,80
	2,54	52	1,78

*) Größe der Öffnungen in 0,35 cm auseinanderstehenden Papierscheiben.
**) Größe der Öffnungen in 0,64 cm auseinanderstehenden Papierscheiben.
Mittlere Temperatur 22,4° C; mittlere Endgeschwindigkeit 1,76 cm/Sek.

mit starker Vergrößerung aufzufinden, das nötig war, um sie zu sehen. Wir konstruierten deshalb einen neuen Apparat, der in Fig. 8 dargestellt ist.

Der obere Teil A, der die Vorrichtung zum Fallenlassen der Teilchen enthielt, war derselbe, den wir in dem anderen Apparate benutzt hatten, und der in Fig. 6 in seinen Einzelheiten abgebildet ist. Von A aus fielen die Teilchen durch die innerste der vier konzentrischen Messingröhren B, und zwar betrug die gesamte Fallhöhe für gewöhnlich 31,2 cm. Am unteren Ende der Fallröhre fielen die Teilchen auf die rotierende Spiegelglasscheibe C von 12,7 cm Durchmesser. Diese Scheibe war auf die Messingplatte D aufgekittet, an der die Rotationsachse befestigt war. Das Zahnrad E war auf derselben Achse befestigt und wurde mittels eines Treibriemens von einem Chronographenmotor aus unter Vorschaltung eines Geschwindigkeitsregulators bewegt. Die Zeit eines Umlaufes betrug ungefähr 20 Minuten. Auf dem Rade E war eine Papierscheibe angebracht, und eine (in der Figur nicht sichtbare) feststehende Feder, die durch ein Uhrwerk betätigt wurde, verzeichnete die Sekunden auf dem Papier. Die Spiegelglasscheibe war vollkommen in ein Metallgehäuse F eingeschlossen, so daß der ganze Raum im Innern des Apparates praktisch luftdicht war. Gegenüber der Fallröhre B hatte das Gehäuse F eine Öffnung, durch welche die Teilchen mit Hilfe des Mikroskopes M beobachtet wurden. Ein Schnitt durch diesen Teil des Apparates ist in der unteren rechten Ecke der Figur in vergrößertem Maße wiedergegeben. Die Öffnung im Deckel des Kastens wurde durch ein dünnes Mikroskopdeckglas G verschlossen. Die obere Fläche der Glasscheibe C drehte sich ganz dicht an diesem Deckglase, wodurch die Verwendung eines sehr stark vergrößernden Objektives M ermöglicht wurde. Der oberen Öffnung gegenüber befand sich in der unteren Wandung von F ein entsprechendes Fenster, das durch die Glasplatte K verschlossen wurde. Licht wurde von dem Spiegel L nach oben reflektiert und beleuchtete das Gesichtsfeld des Mikroskopes. Wenn die Platte langsam rotierte, gelangten die auf ihrer Oberfläche befindlichen Teilchen in das helle Gesichtsfeld des Mikroskopes; dort konnte man sie sehr deutlich sehen und nach Wunsch ihren Durchmesser mit dem Okularmikrometer N ausmessen. Die Bewegung der Glasscheibe er-

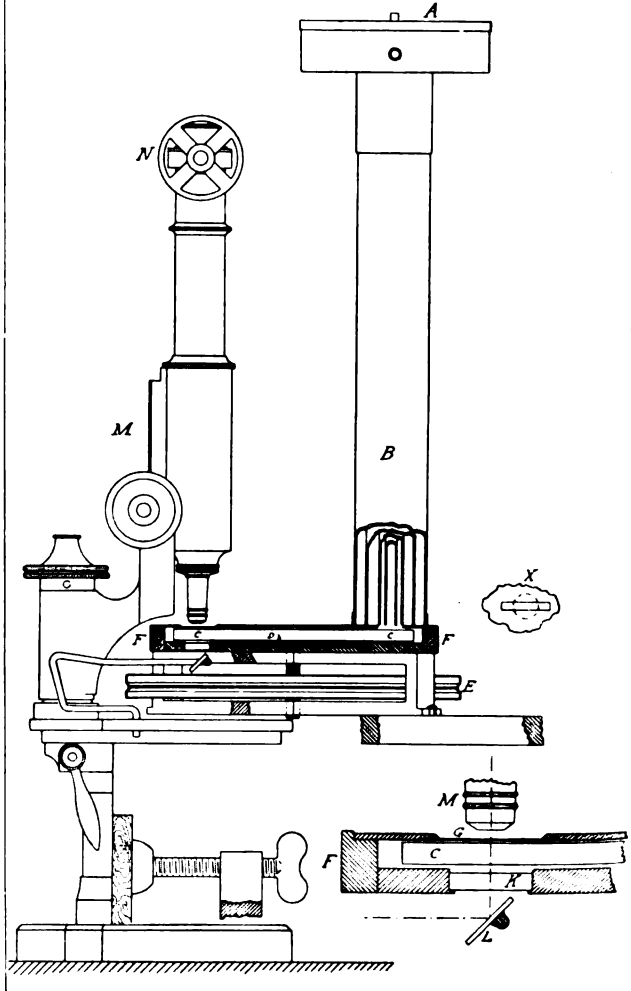


Fig. 8.

Digitized by Google

folgte so sicher, daß bei ihrer Umdrehung ihre Oberfläche leicht in der Brennebene zu halten war. Ein weiteres Fenster, das in der Figur nicht sichtbar ist und das durch einen abnehmbaren Deckel verschlossen wurde, war in der oberen Wand des Kastens F vorgesehen; es diente zur Beseitigung der Teilchen von der Glasplatte nach Beendigung der einzelnen Versuche. Die Öffnung am unteren Ende der Fallröhre wurde durch ein Diaphragma mit einem 3 mm breiten Spalt verschlossen (das bei X zu sehen ist). Durch diesen Verschluß wurde nicht nur eine genauere Bestimmung der Fallzeit ermöglicht, sondern auch verhindert, daß solche Teilchen, die an den Seiten der Fallröhre entlang gefallen waren, unter jene geraten konnten, die mitten durch die Röhre gefallen waren.

Da die Zeit, die einige der kleinsten Teilchen brauchten, um die Strecke von 31,2 cm zu durchfallen, 15 Minuten betrug, so wurden große Vorsichtsmaßregeln zum Schutze gegen Konvektionsströmungen in der Fallröhre angewandt. Der Apparat wurde in einem Raum mit konstanter Temperatur aufgestellt, und die Teilchen wurden erst mehrere Stunden nach beendeter Einstellung fallen gelassen. Der Beobachter betrat das Zimmer nicht eher, als nötig war, um den Versuch zu beginnen. Nachdem der von dem Treibriemen abgeschaltete Chronographenmotor in Betrieb gesetzt worden war, wurden die Teilchen losgelassen, und in demselben Augenblick wurde der Treibriemen eingerückt und damit die Scheibe in langsame Umdrehung versetzt. Die Feder, welche die Zeit aufzeichnete, fing also mit ihren Aufzeichnungen in dem Augenblicke an, in dem die Teilchen zu fallen begannen.

Nachdem die Teilchen gefallen waren, wurde die Scheibe in eine bestimmte Stellung gedreht. Dadurch kam der Teil der Scheibe unter das Mikroskop zu liegen, der sich zu Anfang des Versuches unter der Mitte der Fallröhre befunden hatte. Ein feststehender Zeiger wurde dann der Anfangsmarke der Zeit auf dem Papier gegenübergestellt. Wenn nun die Scheibe so lange gedreht wurde, bis ein Teilchen im Mittelpunkte des Mikroskopfeldes erschien, so gab der Zeiger die Zeit an, die dieses Teilchen zum Fallen gebraucht hatte. Wir gingen dabei von der Anfangsstellung der Scheibe aus und drehten die Scheibe langsam, wobei wir die Zeiten ermittelten, welche die verschiedenen Teilchen zum Fallen gebraucht hatten. Dann wurde das Mikroskop radial über eine Feldbreite verschoben und das Verfahren so lange wiederholt, bis die Fallzeit sämtlicher Teilchen auf der Scheibe bestimmt worden war. Welcher Art die mit Lycoperdon gewonnenen Ergebnisse waren, wird durch Fig. 9 veranschaulicht.

Das Zeitintervall wurde in Teile von je zehn

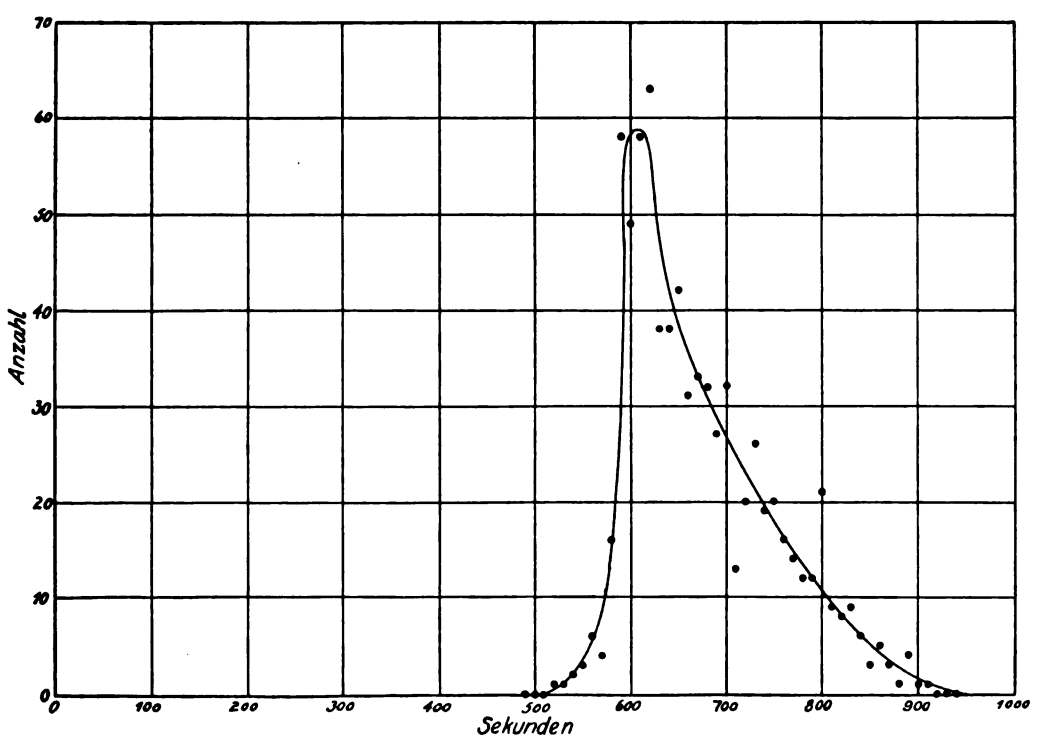


Fig. 9. Temperatur 20,8° C; Röhrenlänge 31,2 cm; mittlere Fallzeit 678 Sek.; mittlere Endgeschwindigkeit 0,0460 cm/Sek

Digitized by Google

Sekunden eingeteilt und dann die in jedem dieser kleineren Intervalle ermittelte Anzahl von Teilchen am Ende des Intervalles als Ordinate aufgetragen. Die Kurve, welche die Verteilung auf der Scheibe wiedergibt, ist der beim Lycopodium erhaltenen ähnlich. Wir finden auch hier in derselben Weise angedeutet, daß im allgemeinen die kleineren Teilchen dichter sind als die größeren. Die Fallhöhe war bei allen Versuchen 31,2 cm, mit Ausnahme zweier Versuche, bei denen sie in 10,4 cm verändert worden war, ohne daß sich indessen der gefundene Wert für die Geschwindigkeit geändert hätte. Bei einigen Versuchen war ein Röhrchen mit Radium in den Kasten gelegt worden, aus dem die Teilchen fallen gelassen wurden, um jede Elektrisierung zu beseitigen, welche die Teilchen etwa beim Durchgang durch das Zeug hätten annehmen können. Aber auch diese Maßregel hatte keinen Einfluß auf den für die Endgeschwindigkeit erhaltenen Wert. Eine Übersicht über die mit Lycoperdon gewonnenen Ergebnisse findet man in der folgenden Tabelle II.

Tabelle II.

Lycoperdon.

Durchmesser der Röhre in cm	Anzahl der Teilchen	Endgeschwindigkeit in cm/Sek.
1,27	280	0,0463
1,27	757	0,0462
0,64	713	0,0473
0,64	104	0,0480
0,64	75	0,0470
0,64	75	0,0475
0,64	216	0,0457
0,64	652	0,0460
0,64	292	0,0465
0,64	186	0,0468

Länge der Röhre 31,2 cm; mittlere Temperatur 20,5° C; mittlere Endgeschwindigkeit 0,0467 cm/Sek.

Die Geschwindigkeit des Lycoperdons ist so gering, daß es uns möglich schien, sie durch Beobachtung des Falles durch das Gesichtsfeld eines Mikroskopes zu bestimmen. Wir stellten eine 8 cm hohe Glaszelle von quadratischem Querschnitt mit 1 mm Seitenlänge vor einem horizontal angeordneten Mikroskop auf. In die obere Öffnung der Zelle steckten wir ein Stück des Flockenstreulings; wenn wir dann an die Zelle klopften, so fiel ein Schauer von Sporen durch den engen Kanal herab. Der untere Teil des Raumes war ganz frei von Luftströmungen, denn die einzelnen Teilchen sanken in geraden Linien. Es war keine Brownsche Bewegung zu beobachten, und ebensowenig war irgendwelche Rotation der einzelnen Teilchen zu bemerken, obschon einige der doppelten rotierten. Die Zeit, welche die Teilchen brauchten, um sich eine Strecke von 2 mm weit zu bewegen, wurde mit einer Stoppuhr bestimmt und eine mittlere Geschwindigkeit von 0,05 cm/Sek. ermittelt. Dieser Wert stimmt in roher Annäherung mit dem Ergebnis der genaueren Methode überein. Die Methode der direkten Beobachtung ist jedoch aus zwei Gründen unzulänglich: Die Messung der Zeit für die sich schnell durch das Gesichtsfeld bewegenden Teilchen ist schwierig, und es ist nicht möglich, aus der Zeitbestimmung für einzelne willkürlich aus einer Gruppe zu gleicher Zeit abgefallener Teilchen herausgegriffene Teilchen die mittlere Geschwindigkeit der Gruppe zu erhalten, weil man nicht weiß, wie groß der Bruchteil aus der Gesamtzahl ist, der irgendeine beobachtete Geschwindigkeit besitzt.

e) Endgeschwindigkeit des Polytrichums.

Die Versuche mit Polytrichum wurden in derselben Weise ausgeführt wie die mit Lycoperdon. Die Kurven, welche die Verteilung der Teilchen nach der Fallzeit darstellen, sind den für Lycoperdon gefundenen ähnlich, nur sind die Maxima nicht so scharf ausgeprägt. Tabelle III enthält eine Zusammenstellung der mit einer Fallröhre von 0,64 cm Durchmesser und einer Fallhöhe von 31,2 cm gewonnenen Ergebnisse.

Tabelle III.

Polytrichum.

Anzahl der Teilchen	Endgeschwindigkeit in cm/Sek.
35	0,221
15	0,229
1551	0,238
1674	0,218
2337	0,238
832	0,250
2653	0,226
668	0,215

Mittlere Temperatur 25,3° C; mittlere Endgeschwindigkeit 0,229 cm/Sek.

f) Vergleich mit der Theorie.

In der Tabelle IV haben wir die verschiedenen Ergebnisse für Sporen zusammengestellt und den beobachteten Endgeschwindigkeiten des Falles die nach der Formel $V = \frac{2}{9} \frac{g a^2 (\sigma - \varrho)}{\mu}$ berechneten gegenübergestellt. Bei der Berechnung haben wir den Wert von μ benutzt ($\mu = 0{,}000191$ bei 18° C); den Zemplén[1]) neuerdings erhalten hat, einen Wert, der etwas höher ist als der bisher angenommene.

In der vierten Spalte haben wir das Verhältnis von a zu $\frac{\mu}{V \cdot \varrho}$ angegeben, um zu zeigen,

1) Gy. Zemplén, Ann. d. Phys. (4) **29**, 869, 1909.

Digitized by Google

Tabelle IV.
Vergleichung der beobachteten und berechneten Geschwindigkeiten für Sporen.

Name	Halbmesser in cm	Dichte	$\frac{a V \cdot \varrho}{\mu}$	Mittlere Temperatur in ° C	Mittlere Geschwindigkeit in cm/Sek. beobachtet	Mittlere Geschwindigkeit in cm/Sek. berechnet	$\frac{V_{ber.}}{V_{beob.}}$
Lycopodium . .	0,00158	1,175	0,02	22,4	1,76	3,40	1,93
Lycoperdon . .	0,000478	1,53	0,0007	25,3	0,229	0,396	1,73
Polytrichum . .	0,000209	1,44	0,00007	20,5	0,0467	0,0718	1,52

daß die für die Anwendbarkeit der Formel erforderliche Bedingung in betreff der Größe erfüllt ist, nämlich die Bedingung, daß a gegenüber $\frac{\mu}{V \cdot \varrho}$ klein sein muß[1]). Wie man sieht, ist in allen Fällen die berechnete Geschwindigkeit größer als der beobachtete Wert, und zwar ist der Unterschied bei den größeren Teilchen größer.

§ 3. Versuche mit künstlichen Kugeln.

a) Schwarzes Wachs.

In Anbetracht der Unstimmigkeiten, die wir bei Sporen zwischen den beobachteten und den berechneten Werten für die Endgeschwindigkeit gefunden haben, wandten wir demnächst unser Augenmerk der Herstellung künstlicher Kugeln zu. Wir fanden, daß sich Paraffin nach dem Schmelzen durch einen Zerstäuber in winzige kugelförmige Tropfen zerteilen ließ, die nach dem Erstarren ihre Gestalt beibehielten, obgleich infolge der dabei auftretenden Kontraktion die Oberfläche der Kugeln etwas rauh wurde. Wir benutzten dann zunächst ein hartes, brüchiges, schwarzes Wachs von unbekannter Zusammensetzung, und es erwies sich, daß dieses für den vorliegenden Zweck wunderbar gute Eigenschaften besaß. Die vollkommenen Kugeln, die wir erhielten (siehe Fig. 10), haben eine ganz glatte Oberfläche und ließen sich in jeder gewünschten Größe herstellen. Die Kugeln wurden nach folgendem Verfahren dargestellt und gesammelt. Ein Stück von dem Wachs wurde in einem Becher A (Fig. 11) geschmolzen und beträchtlich über den Schmelzpunkt (bis auf ungefähr 150° C) in einem Sandbade B erhitzt. Der Zerstäuber C bestand aus zwei Glasröhren. Die Größe und die Einstellung der Öffnungen dieser Röhren waren für die Größe der erhaltenen Kugeln von großer Bedeutung. Wenn die Temperatur der vertikalen Röhre nicht durch gelegentliche Anwendung einer Flamme genügend hoch gehalten wurde, so kühlte der Luftstrom das Wachs oft

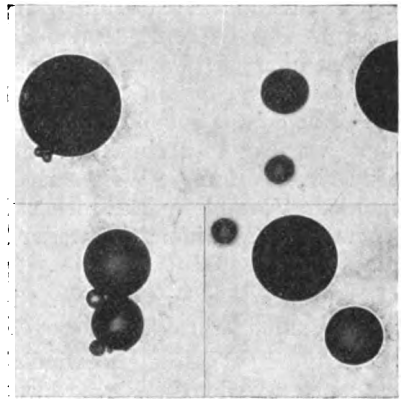


Fig. 10.

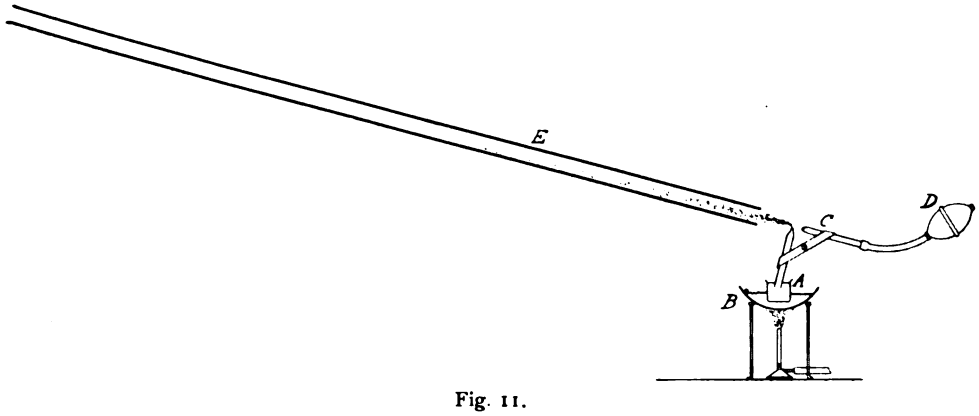


Fig. 11.

1) Rayleigh, Phil. Mag. (5) **36**, 365, 1893.

Digitized by Google

so stark ab, daß es zu langen Fäden ausgezogen wurde oder gar das Ende der Röhre vollständig verstopfte. Das zerstäubte Wachs wurde durch den Luftstrom selbst in das Ende einer langen geneigten Glasröhre E von ungefähr 3 cm lichter Weite und 150 cm Länge hineingeblasen. Beim Durchgange der Luft durch diese Röhre setzten sich viele von den suspendierten Kugeln an der Wand ab, während die feinsten aus dem oberen Ende als feiner Rauch aufstiegen. Einige von diesen feinsten Kügelchen ließen sich in einem lockeren Wattepfropfen auffangen, der in das obere Ende der Röhre gesteckt wurde, aber sie waren beinahe alle zu klein, um genau ausgemessen werden zu können. Um die Teilchen zu sammeln, hielten wir die Glasröhre E vertikal über ein Stück Papier und klopften an sie. Auf diese Weise erhielten wir eine ungeheure Anzahl vollkommener Kugeln, deren Durchmesser sich innerhalb weiter Grenzen bewegten.

Die Dichte des Wachses fanden wir durch Wägung in Wasser zu 1,058 bei 20° C.

Zur Bestimmung der Endgeschwindigkeit des Falles benutzten wir den in Fig. 8 dargestellten Apparat und brachten einen Vorrat der gesammelten Kugeln in die Mulde in dem Abfallkasten (R in Fig. 6). Der einzige Unterschied zwischen der Art der Ausführung der Versuche mit dem neuen Material und jener der Versuche mit den Sporen bestand darin, daß wir jetzt nicht nur die Fallzeit jedes auf der rotierenden Scheibe gefundenen Teilchens zu bestimmen hatten, sondern außerdem noch seinen Durchmesser ausmessen mußten. Die Teilchen sind etwas durchsichtig, und die Oberfläche reflektiert nicht so gut, als daß man ein scharf umrissenes Bild erhielte, das die Ausführung genauer Ablesungen gestattete. Es ergab sich, daß einige der Teilchen eine oder mehrere Luftblasen enthielten, und wir verwarfen alle Teilchen, in denen diese einen merklichen Teil des Volumens ausmachten, sowie auch die, an denen etwas Staub haftete. Wegen der Breite des Spaltes am unteren Ende der Fallröhre (X in Fig. 8) kann der Fehler in der Fallzeit des einzelnen Teilchens bis zu 0,6 Sekunden betragen.

Die Tabelle V enthält eine Zusammenstellung der Ergebnisse, die wir bei vier verschiedenen Versuchen für alle Teilchen erhalten haben.

Die Werte in der dritten Spalte sind nach der Stokesschen Formel unter Zugrundelegung des Wertes 0,000192 für μ bei 20° berechnet worden. Den Grenzwert für die Größe, für welche die Formel noch gilt, findet man, wenn man $\frac{aV \cdot \varrho}{\mu} = 0{,}1$ setzt (wenn man 0,1 als kleine

Tabelle V.
Schwarzes Wachs.

Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. (±0,6 Sek.) beob.	Fallzeit in Sek. ber.	Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. (±0,6 Sek.) beob.	Fallzeit in Sek. ber.
0,00366	3,4	1,9	0,00113	21,1	20,2
0,00218	6,3	5,4	0,00105	22,5	23,4
0,00217	6,6	5,5	0,00087	32,6	34,0
0,00211	6,2	5,8	0,00075	47,3	45,8
0,00205	6,9	6,2	0,00070	54,4+	52,6
0,00197	6,4	6,7	0,00069	54,9÷	54,0
0,00195	7,9	6,8	0,00067	61,9	57,4
0,00194	7,1	6,9	0,00067	62,7	57,4
0,00191	8,5	7,1	0,00066	57,1	59,1
0,00181	10,1	7,9	0,00064	60,6	62,9
0,00178	8,0	8,2	0,00059	67,8	74,0
0,00172	8,2	8,7	0,00058	75,8	76,6
0,00169	8,8	9,0	0,00054	82,5	88,4
0,00167	9,9	9,3	0,00050	97,3	103,2
0,00165	10,6	9,5	0,00049	105	107
0,00165	11,1	9,5	0,00049	113	107
0,00156	11,4	10,6	0,00048	116	112
0,00151	12,2	11,3	0,00046	120	122
0,00147	11,4	11,9	0,00045	118	127
0,00146	12,4	12,1	0,00044	152	133
0,00145	13,4	12,2	0,00042	135	146
0,00142	13,3	12,8	0,00041	144	153
0,00130	15,6	15,2	0,00039	166	169
0,00130	15,7	15,2	0,00038	184	178
0,00124	16,8	16,8	0,00036	191	199
0,00121	17,4	17,6	0,00035	166	211
0,00119	13,0	18,2	0,00035	227	211
0,00119	16,6	18,2	0,00035	231	211
0,00117	13,6	18,8			

Mittlere Temperatur 20,0° C; Fallhöhe 31,2 cm; Durchmesser der Röhre 0,64 cm.

Größe bezeichnet)[1]). Das entspricht einem Halbmesser von ungefähr 0,0022 cm. Sämtliche Teilchen, mit Ausnahme des ersten, liegen innerhalb dieser Grenze. Die in der Tabelle V angeführten Ergebnisse sind in der oberen Kurve der Fig. 12 graphisch dargestellt. Auf dieser Kurve stellen die verschiedenen Kreise die einzelnen Beobachtungen dar, und die ausgezogene Kurve gibt die theoretischen Werte wieder. Die Abweichung von der theoretischen Kurve ist bei ein paar der beobachteten Werte groß, aber im Durchschnitt beträgt die Abweichung weniger als $^1/_2$ v. H. Die Ergebnisse, die sich über einen so weiten Größenbereich erstrecken, zeigen ganz bündig die Gültigkeit der Stokesschen Formel für diese Kugeln.

Einige Teilchen des schwarzen Wachses sind so groß, daß es notwendig wird, den Fehler zu berechnen, der dadurch entstehen kann, daß die Teilchen Zeit brauchen, um ihre Endgeschwindigkeit zu erreichen. Die Bewegungsgleichung für die fallende Kugel ist

$$\frac{dv}{dt} + kv = g,$$

1) Rayleigh, Phil. Mag. (5) **36**, 365, 1893.

Digitized by Google

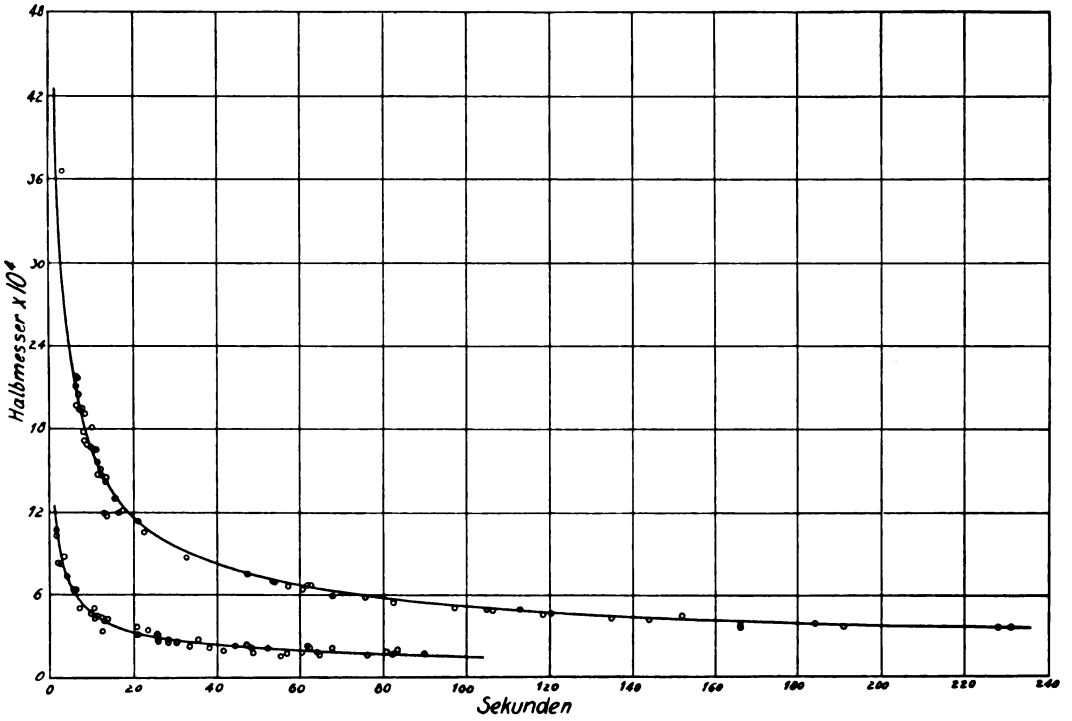


Fig. 12.

wo

$$k = \frac{6\pi\mu a}{{}^4/_3\pi a^3(\sigma-\varrho)} = \frac{9\mu}{2a^2(\sigma-\varrho)}$$

ist; daraus ergibt sich:

$$v = \frac{g}{k}(1-e^{-kt}),$$

wo $\frac{g}{k}$ die Endgeschwindigkeit ist. Wir können ermitteln, wieviel Zeit verstreicht, bis die Geschwindigkeit der Kugel sich bis auf 1 v. H. der Endgeschwindigkeit nähert, wenn wir den Wert von t ermitteln, für den e^{-kt} gleich 0,01 ist.

Für die größte Kugel, auf welche die Formel von Stokes anwendbar ist, gilt

$$a = 0{,}0022 \text{ cm},$$

und folglich

$$k = 165,$$

so daß

$$t = 0{,}03 \text{ Sek.}$$

wird. Dieser Wert beträgt weniger als 0,6 v. H. der gesamten Fallzeit, und der Fehler, den wir durch die Annahme einführen, daß die Endgeschwindigkeit augenblicklich erreicht wird, dieser Fehler ist demnach noch geringer als 0,6 v. H. und kann daher ruhig vernachlässigt werden.

b) Quecksilber.

Wir stellten weiterhin einige Versuche mit winzigen Quecksilbertropfen an, die wir gleichfalls mittels eines Zerstäubers herstellten. Die Fallzeit und der Tropfendurchmesser wurden mit derselben Apparatur und in derselben Weise bestimmt wie beim schwarzen Wachs. Bei der Ausmessung des Durchmessers ergab sich indessen eine ernste Schwierigkeit aus der Unmöglichkeit, bei dem hohen Reflexionsvermögen des Quecksilbers scharf definierte Bilder der Tropfen zu erhalten. Wir fanden, daß unter den gegebenen engen Bedingungen das beste Beleuchtungssystem in einer seitlichen Beleuchtung im Verein mit einer schwachen Beleuchtung von unten her bestand. Nichtsdestoweniger waren die Messungsfehler recht groß, zumal wir, um die Stokessche Formel auf eine so dichte Substanz anwenden zu können, äußerst winzige Tropfen verwenden mußten. Die Ergebnisse, die wir bei verschiedenen Versuchen mit den Quecksilbertropfen erhielten, sind in der Tabelle VI zugleich mit den theoretischen Werten zusammengestellt.

Diese Beobachtungen sind in der unteren Kurve der Fig. 12 graphisch dargestellt; hier gibt gleichfalls die ausgezogene Linie die theoretischen Werte an. Wie man sieht, weisen die einzelnen Beobachtungen sehr große Abweichungen auf, aber nichtsdestoweniger drängen sich die Ergebnisse im allgemeinen um die Linie zusammen, welche die theoretischen Werte darstellt. Für einen Quecksilbertropfen, dessen Halbmesser gleich 0,001 cm ist, ist das Ver-

Digitized by Google

Tabelle VI.

Quecksilber.

Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. (±0,6 Sek.) beob.	Fallzeit in Sek. ber.	Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. (±0,6 Sek.) beob.	Fallzeit in Sek. ber.
0,001075	1,6	1,8	0,000274	25,8	27,0
0,001030	1,6	1,9	0,000273	28,3	27,2
0,000880	3,2	2,6	0,000267	25,8	28,5
0,000830	1,9	2,9	0,000267	30,3	28,5
0,000826	2,5	3,0	0,000254	28,3	31,5
0,000736	4,0	3,7	0,000252	30,2	32,0
0,000640	5,7	4,9	0,000239	47,0	35,5
0,000640	4,7	4,9	0,000238	47,1	35,8
0,000508	10,6	7,9	0,000234	61,8	37,1
0,000506	7,0	7,9	0,000233	44,4	37,4
0,000465	9,8	9,4	0,000225	33,4	40,1
0,000449	11,3	10,0	0,000223	62,3	40,8
0,000437	12,4	10,6	0,000222	48,1	41,2
0,000428	10,5	11,1	0,000216	38,0	43,5
0,000428	10,8	11,1	0,000215	52,1	43,9
0,000422	13,8	11,4	0,000205	83,6	48,3
0,000413	13,0	11,9	0,000194	41,5	53,9
0,000370	20,8	14,8	0,000188	80,7	57,5
0,000349	23,3	16,6	0,000186	64,1	58,6
0,000338	12,5	17,7	0,000185	67,6	59,4
0,000324	25,6	19,3	0,000181	48,7	62,0
0,000324	25,6	19,3	0,000179	58,3	63,4
0,000322	25,5	19,6	0,000177	56,8	64,8
0,000318	20,9	20,1	0,000174	89,9	67,0
0,000314	25,8	20,6	0,000170	82,3	70,4
0,000314	21,0	20,6	0,000165	76,3	74,7
0,000309	20,7	21,3	0,000164	64,7	75,6
0,000277	35,4	26,5	0,000159	55,2	80,4
0,000275	28,3	26,8			

Mittlere Temperatur 20,3° C; Fallhöhe 31,2 cm; Durchmesser der Röhre 0,64 cm.

hältnis $\frac{a V \cdot \varrho}{\mu} = 0{,}107$, und folglich liegen alle kleineren Tropfen innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Stokesschen Formel. Die Zeit, die ein Tropfen von der angegebenen Größe braucht, um eine Geschwindigkeit zu erreichen, die sich der Endgeschwindigkeit bis auf 1 v. H. nähert, diese Zeit beträgt 0,08 Sek., also 4 v. H. der gesamten Fallzeit in dem benutzten Apparate.

c) Paraffin.

Die kugelförmigen Teilchen, die wir mit dem Zerstäuber aus Paraffin herstellten, unterscheiden sich von den aus schwarzem Wachs und aus Quecksilber hergestellten dadurch, daß sie nicht vollkommen glatte Wände haben. Durch die Kontraktion des Paraffins bei der Abkühlung werden die Wände ganz rauh und mitunter sogar mehr oder minder zackig (siehe Fig. 13). Wir bestimmten die Endgeschwindigkeit für eine Anzahl dieser Kugeln, um zu sehen, ob diese Rauheit irgendwelchen Einfluß auf ihre Fallgeschwindigkeit hat. Die Dichte des Paraffins erhielten wir im ganzen durch Wägung in Wasser zu 0,906. Zur Bestimmung ihrer Fall-

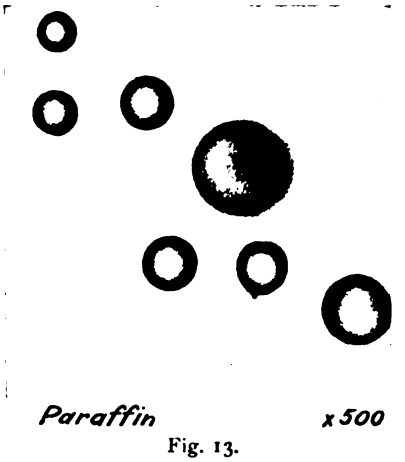


Fig. 13.

zeit brachten wir die Kugeln ihrer Adhäsion wegen nicht in den Trog R (Fig. 6). Statt dessen ließen wir den Strom der zerstäubten Teilchen direkt auf die Unterseite des Troges treffen, wo sie haften blieben. Die zum Ab-

Tabelle VII.

Paraffin.

Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. (±0,6 Sek.) beob.	Fallzeit in Sek. ber.	Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. (±0,6 Sek.) beob.	Fallzeit in Sek. ber.
0,00415	1,5	1,8	0,00214	6,7	6,6
0,00372	3,2	2,2	0,00206	7,3	7,2
0,00369	2,5	2,2	0,00202	8,55	7,4
0,00354	3,4	2,4	0,00200	7,43	7,6
0,00343	3,75	2,6	0,00200	7,4	7,6
0,00328	2,65	2,8	0,00180	8,7	9,4
0,00327	3,8	2,8	0,00179	9,05	9,5
0,00324	4,1	2,9	0,001725	10,95	10,2
0,00317	3,5	3,0	0,001645	10,05	11,2
0,00313	3,3	3,1	0,00163	10,6	11,4
0,00309	3,2	3,2	0,00161	11,5	11,7
0,00307	4,15	3,2	0,00157	12,5	12,3
0,00302	3,9	3,3	0,001554	12,1	12,5
0,00300	3,0	3,4	0,001535	11,3	12,9
0,002785	3,8	3,9	0,00152	14,2	13,1
0,00278	3,85	3,9	0,00142	15,2	15,0
0,00278	4,3	3,9	0,00140	15,6	15,5
0,00274	5,3	4,0	0,00135	18,8	16,6
0,00272	5,3	4,1	0,00123	18,1	20,0
0,00267	4,75	4,3	0,00122	22,5	20,4
0,00260	3,75	4,5	0,00117	21,3	22,2
0,00256	4,9	4,6	0,00116	20,7	22,5
0,00256	1,8	4,6	0,00116	20,2	22,5
0,00255	4,8	4,7	0,001145	24,6	23,2
0,00247	5'3	5,0	0,00109	27,3	25,5
0,00247	5,9	5,0	0,00106	25,7	27,0
0,00244	6,7	5,1	0,001035	29,6	28,3
0,00242	5,1	5,2	0,000965	30,4	32,5
0,00240	5,85	5,3	0,000862	45,7	40,7
0,00230	5,25	5,7	0,00085	38,6	41,9
0,00223	6,6	6,1	0,000665	77,7	68,4
0,00221	6,3	6,2	0,000579	92,1	90,4
0,00220	6,5	6,3	0,000527	106,0	109,0
0,00216	7,3	6,5	0,000500	123,2	121,4

Mittlere Temperatur 20,3° C; Fallhöhe 31,2 cm; Durchmesser der Röhre 0,64 cm.

Digitized by Google

werfen dienende Nadelspitze brachte sie einfach aus ihrer Lage. Die Ergebnisse sind in der Tabelle VII zusammen mit den nach der Formel berechneten aufgeführt.

Die Größengrenze für die Anwendbarkeit der Formel ergab sich zu 0,0024 cm; somit liegen viele von den größeren Teilchen in dieser Tabelle außerhalb der Grenze. Für diese Teilchen muß der tatsächliche Widerstand gegen die Bewegung beträchtlich größer sein als der bei der Rechnung berücksichtigte, und die Ergebnisse zeigen, daß dies der Fall ist. Die durchschnittliche Abweichung von den theoretischen Werten beträgt bei den innerhalb der Grenze liegenden Teilchen weniger als 1 v. H. Die Ergebnisse sind in Fig. 14 graphisch dargestellt. Daselbst gibt wieder die ausgezogene Kurve die nach der Stokesschen Formel gewonnenen Werte an.

Es scheint nach einer Vergleichung zwischen diesen Ergebnissen und den mit den schwarzen Wachskügelchen erhaltenen, daß eine Rauheit der Oberfläche von der Größenordnung, wie wir sie bei den Paraffintröpfchen gefunden haben, ohne Einfluß auf die Endgeschwindigkeit des Falles ist, und daß sie somit bei den angewandten Geschwindigkeiten keine Wirbelbewegung erregt.

§ 4. Diskussion der Ergebnisse.

Da die Endgeschwindigkeit der künstlichen Kugeln so gut mit der theoretischen Formel in Einklang steht, so verlangt die bei den Sporen beobachtete Unstimmigkeit eine besondere Erklärung. Wie groß diese Unstimmigkeit ist, lehrt am besten ein Blick auf die Kurven für die Verteilung nach der Fallzeit für Lycopodium (Fig. 7) und für Lycoperdon (Fig. 9). Die theoretische Fallzeit für das Lycopodiumteilchen mittlerer Größe beträgt 21 Sekunden; dagegen zeigt die Kurve, daß auch nicht eines der schnellsten unter den Teilchen innerhalb dieser Zeit gefallen ist. Die theoretische Fallzeit für das Lycoperdonteilchen mittlerer Größe beträgt 434 Sekunden, während das schnellste Teilchen der ganzen Gruppe 530 Sekunden zum Fallen brauchte und die übrigen verschiedene Zeiten bis zu 910 Sekunden aufwärts brauchten. Die Übereinstimmung zwischen den einzelnen Bestimmungen der Endgeschwindigkeit für eine und dieselbe Substanz unter verschiedenen Versuchsbedingungen schließt die Möglichkeit aus,

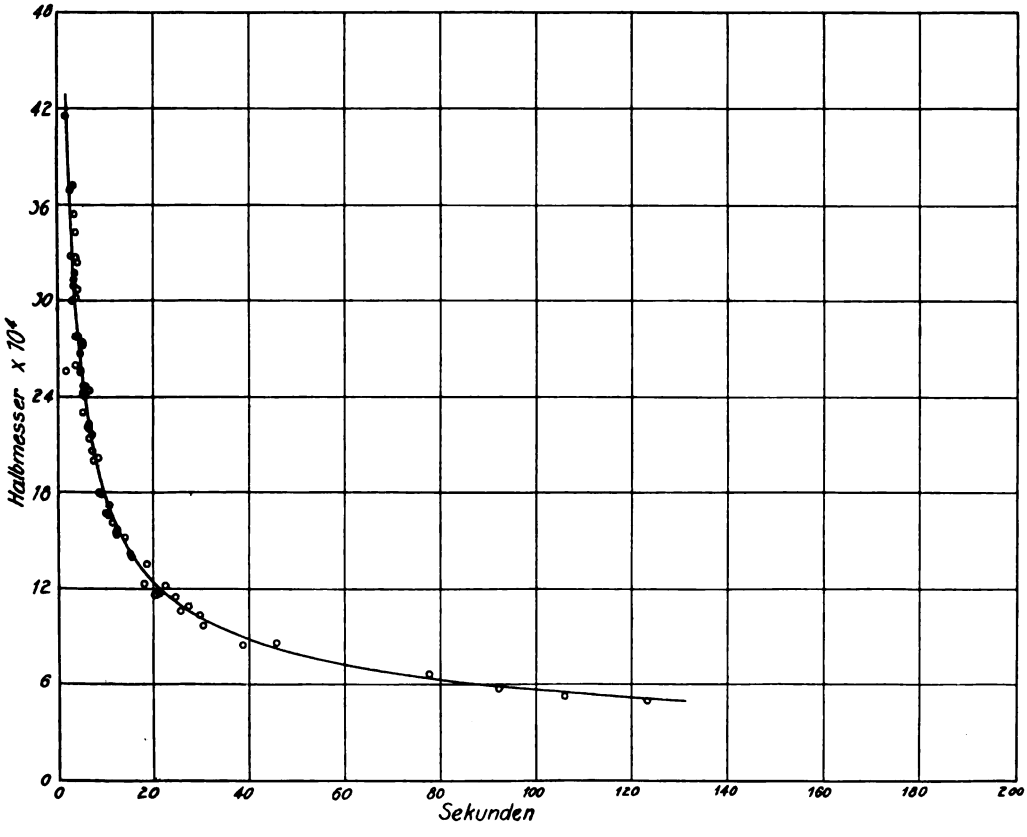


Fig. 14.

Digitized by Google

Sekunden von der Uhr aus auf, und die andere verzeichnete den Augenblick, in welchem das Pulver losgelassen wurde. Der Teil des Papierstreifens, auf den das Pulver fiel, war zum Schutze gegen Luftströmungen von dem Metallgehäuse EE umgeben. Zwei Metallstangen FF' hielten das Papier gegen das untere Ende der Fallröhre. Dieser Teil der Anordnung ist im unteren Teile der Figur vergrößert dargestellt. Die Fallröhre bestand aus den beiden konzentrischen Röhren G, H, von denen die äußere die innere gegen die Temperaturänderungen schützte. Die Länge der beiden Röhren betrug für gewöhnlich etwa 71 cm; der Durchmesser der äußeren Röhre betrug 3,5 cm und jener der inneren wurde verändert. Das untere Ende der inneren Röhre wurde durch einen Deckel mit einem kleinen Loche I verschlossen, das nur solchen Teilchen den Durchgang zu dem Papier CC gestattete, die durch den mittleren Teil der Röhre hindurchgegangen waren und somit keine Verzögerung von den Wänden erlitten hatten. Die beigefügte Zeichnung gibt die Röhre um 90^0 um ihre Achse gedreht wieder und läßt die feine Öffnung L erkennen, durch welche die Teilchen, die auf das Papier gefallen waren, hindurchgehen konnten, ohne von den darüber befindlichen Metallteilchen fortgewischt zu werden. Die Einzelheiten des Kastens A, aus dem das Pulver fallen gelassen wurde, sind bei M im Aufriß und bei N im Querschnitt gezeichnet, und zwar in einer Lage, die von der bei A um 180^0 abweicht. Das Lycopodium wurde oberhalb der Mitte der Fallröhre in die metallene Mulde R getan, deren Boden aus straff gespanntem Seidenstoff S hergestellt war. Die Stäbe TT', die in den abgebildeten Röhren beweglich waren, trugen den flachen Schlitten U. Dieser Schlitten streifte gerade den oberen Rand des Zylinders V, in dem sich eine durchlochte Scheidewand befand. In der Mitte des Schlittens war ein Loch und über diesem ein kurzer Zylinder, der durch einen kleinen Deckel mit einem Loch in der Mitte verschlossen wurde. Über dieses Loch im Deckel ragte die am Rande eben dieses Deckels befestigte biegsame Nadelspitze X hervor. Wenn der Schlitten nach rechts geschoben wurde (wie in der vergrößerten Figur), so strich die Nadel leicht über den Zeugboden und dadurch konnten einige Lycopodiumteilchen durch das kleine Loch im Schlitten in die Fallröhre hineingesiebt werden, wenn dieses Loch genau in der Mittelstellung stand. In diesem Augenblick stellte die Spitze Z mit Y einen elektrischen Kontakt her, durch den die Feder P betätigt wurde. Durch die Weiterbewegung des Schlittens über die Mittelstellung hinaus wurde das obere Ende der Fallröhre wieder verschlossen. Um den Rand des Deckels des Kastens A war ein Gummiband gelegt, und in den Gleitröhren befand sich Öl; hierdurch wurde der obere Teil des Apparates luftdicht gemacht und der Durchgang eines Konvektionsstromes durch die Röhre nach oben oder nach unten verhindert.

Das Verfahren bei der Ausführung eines Versuches war nun folgendes: Nachdem der Papierstreifen CC durch die Trommel D in Bewegung gesetzt worden war, wurde der Schlitten durch die Stange T vorgeschoben und gab einige Teilchen frei. Die Bewegung des Papiers wurde nicht unterbrochen, ehe nach den Ergebnissen früherer Versuche sämtliche Teilchen den Boden erreicht hatten. Dann wurde die Trommel angehalten, das Papierstück, das die Marken trug, vom übrigen abgeschnitten, auf eine glatte Fläche gelegt und sorgfältig mit einem Glasstreifen bedeckt, um jegliche spätere Verschiebung der Teilchen zu verhindern. Diese Teilchen waren auf dem schwarzen Papier mittels eines Mikroskops mit schwacher Vergrößerung leicht zu sehen, und die Zeit, die jedes Teilchen gebraucht hatte, um zu fallen, wurde aus den seitlichen Zeitmarken bestimmt. Die durchschnittliche Zeit, die die Teilchen brauchten, um die bekannte Länge der Röhre beim Fall zu durchlaufen, ergab die durchschnittliche Endgeschwindigkeit. Die Anzahl der Teilchen, die man bei jedem Versuche auf dem Papier erhielt, hing davon ab, wie hart die Spitze X über das Zeug hinstrich. Wir arbeiteten nur mit leichtem Streichen, weil sonst viele tausend Teilchen auf das Papier fielen. Bei den Vorversuchen haben wir mehrere andere Verfahren zum Loslassen der Teilchen versucht, aber das vorstehend beschriebene wurde schließlich als das beste angenommen.

Die Fallröhre wurde vielfach verändert. Wir verwandten innere Röhren von verschiedenen Durchmessern, die zwischen 3 mm und 25 mm lagen. Weiter füllten wir die äußere Röhre mit in der Mitte durchlochten Papierscheiben, die durch Papierringe auseinandergehalten wurden, wie es der Schnitt K in Fig. 6 angibt. Diese Anordnung wurde ersonnen, um die Luftzirkulation in der Röhre zu vermeiden und dabei jede Wirkung zu verringern, die etwa infolge der Nähe der Röhrenwandung in den kleinen Fallröhren auftreten könnte. Die Fallhöhe der Teilchen wurde durch die Verwendung von Fallröhren mit einer Länge von 71 cm bzw. 211 cm verändert. Wie die Ergebnisse lehrten, hatte keine dieser Veränderungen irgendwelchen ausgesprochenen Einfluß auf den Wert, den wir für die Endgeschwindigkeit der Teilchen erhielten.

Die Lycopodiumteilchen bleiben sehr leicht aneinander haften; infolgedessen pflegen außer

Digitized by Google

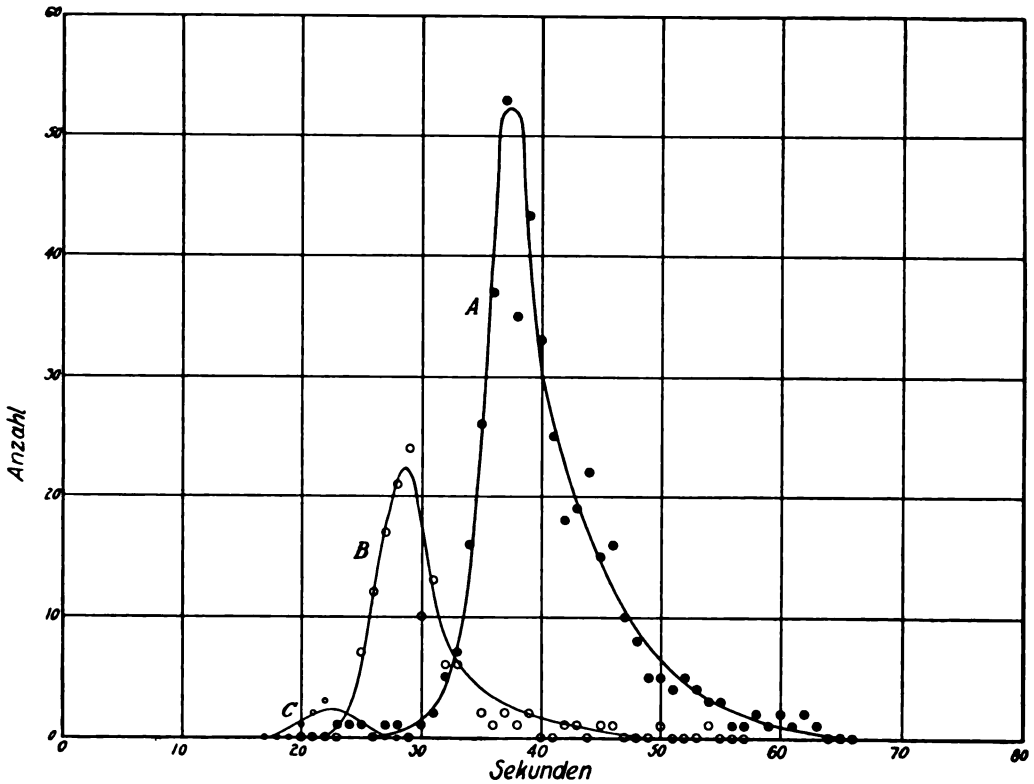


Fig. 7. Temperatur 21,1° C; Röhrenlänge 71,5 cm; mittlere Fallzeit der einzelnen Teilchen 40,7 Sek.; mittlere Fallzeit der doppelten Teilchen 29,8 Sek.; mittlere Endgeschwindigkeit der einzelnen Teilchen 1,76 cm/Sek.; mittlere Endgeschwindigkeit der doppelten Teilchen 2,40 cm/Sek.

den einzelnen Teilchen eine Anzahl von Gruppen solcher Teilchen zugleich mit abzufallen. Die größten dieser Gruppen werden den Boden zuerst erreichen, danach werden die kleineren Gruppen folgen, die mit dreien und zweien endigen, und schließlich die einzelnen Teilchen. Wir versuchten, die Abgabe großer Gruppen dadurch zu vermeiden, daß wir die Nadel nur ganz leicht über das Zeug streichen ließen.

Fig. 7 zeigt ein Beispiel für die Verteilung der Teilchen auf dem Papierstreifen nach der Fallzeit, und zwar wird die Anzahl der in jeder Sekunde gefallenen Teilchen durch die Ordinate zu Ende dieser Sekunde dargestellt. Die Kurve *A* zeigt die Verteilung der einzelnen Teilchen, die Kurve *B* jene der doppelten und die Kurve *C* jene der dreifachen. Die mittlere Geschwindigkeit der einzelnen Teilchen, wie man sie aus dieser Reihe von Teilchen erhält, beträgt 1,76 cm/Sek., die der doppelten 2,40 cm/Sek. Die doppelten Teilchen fallen sonach 1,37 mal so schnell wie die einfachen. Eine unsymmetrische Gestalt der Verteilungskurve nach der Zeit ist zu erwarten, obwohl die Verteilungskurve nach der Größe symmetrisch ist (siehe Fig. 5), denn die Fallzeit eines Teilchens muß sich umgekehrt wie das Quadrat seines Halbmessers ändern. Demnach müßten drei Teilchen, deren Größen im Verhältnis $^2/_3 : 1 : ^4/_3$ stehen, Fallzeiten haben, die im Verhältnis $^9/_4 : 1 : ^9/_{16}$ zueinander stehen, und diese letztere Reihe ist keine arithmetische mehr. Die äußersten Fallzeiten der Teilchen, die durch die Kurve *A* in der Fig. 7 dargestellt werden, stehen ungefähr in dem auf Grund der Größenverteilung (Fig. 5) zu erwartenden Verhältnis; aber der Umstand, daß die Anzahl der Teilchen rechts vom Maximum in der Fig. 7 größer ist als die Anzahl links vom Maximum, deutet darauf hin, daß die kleineren Teilchen im allgemeinen die dichteren sind. Eine Übersicht der Ergebnisse, die wir für die Endgeschwindigkeit des Falles für Lycopodium erhalten haben, findet sich in der Tabelle I. Wie man sieht, stimmen die unter den verschiedenen Bedingungen erhaltenen Ergebnisse befriedigend untereinander überein.

d) Endgeschwindigkeit des Lycoperdons.

Die Lycoperdonteilchen waren so winzig, daß es nicht möglich war, bei ihnen den Apparat zu verwenden, den wir zur Bestimmung der Fallgeschwindigkeit des Lycopodiums benutzt haben. Es war nämlich beinahe unmöglich, die Teilchen, nachdem sie gefallen waren, mit dem Mikroskop

Digitized by Google

Tabelle I.

Lycopodium.

Röhrenlänge in cm	Röhrendurchmesser in cm	Anzahl der Teilchen	Endgeschwindigkeit des Falles in cm/Sek.
71,5	*)0,32	26	1,72
	*)0,32	18	1,77
	0,32	162	1,70
	0,32	133	1,70
	0,64	30	1,71
	0,64	170	1,73
	**)1,27	354	1,76
	**)1,27	431	1,76
	**)1,27	327	1,78
	**)1,27	267	1,74
	**)1,27	359	1,80
	1,27	66	1,76
	1,27	60	1,74
210,9	1,27	462	1,82
71,5	2,54	34	1,74
	2,54	138	1,80
	2,54	52	1,78

*) Größe der Öffnungen in 0,35 cm auseinanderstehenden Papierscheiben.

**) Größe der Öffnungen in 0,64 cm auseinanderstehenden Papierscheiben.

Mittlere Temperatur 22,4° C; mittlere Endgeschwindigkeit 1,76 cm/Sek.

mit starker Vergrößerung aufzufinden, das nötig war, um sie zu sehen. Wir konstruierten deshalb einen neuen Apparat, der in Fig. 8 dargestellt ist.

Der obere Teil A, der die Vorrichtung zum Fallenlassen der Teilchen enthielt, war derselbe, den wir in dem anderen Apparate benutzt hatten, und der in Fig. 6 in seinen Einzelheiten abgebildet ist. Von A aus fielen die Teilchen durch die innerste der vier konzentrischen Messingröhren B, und zwar betrug die gesamte Fallhöhe für gewöhnlich 31,2 cm. Am unteren Ende der Fallröhre fielen die Teilchen auf die rotierende Spiegelglasscheibe C von 12,7 cm Durchmesser. Diese Scheibe war auf die Messingplatte D aufgekittet, an der die Rotationsachse befestigt war. Das Zahnrad E war auf derselben Achse befestigt und wurde mittels eines Treibriemens von einem Chronographenmotor aus unter Vorschaltung eines Geschwindigkeitsregulators bewegt. Die Zeit eines Umlaufes betrug ungefähr 20 Minuten. Auf dem Rade E war eine Papierscheibe angebracht, und eine (in der Figur nicht sichtbare) feststehende Feder, die durch ein Uhrwerk betätigt wurde, verzeichnete die Sekunden auf dem Papier. Die Spiegelglasscheibe war vollkommen in ein Metallgehäuse F eingeschlossen, so daß der ganze Raum im Innern des Apparates praktisch luftdicht war. Gegenüber der Fallröhre B hatte das Gehäuse F eine Öffnung, durch welche die Teilchen mit Hilfe des Mikroskopes M beobachtet wurden. Ein Schnitt durch diesen Teil des Apparates ist in der unteren rechten Ecke der Figur in vergrößertem Maße wiedergegeben. Die Öffnung im Deckel des Kastens wurde durch ein dünnes Mikroskopdeckglas G verschlossen. Die obere Fläche der Glasscheibe C drehte sich ganz dicht an diesem Deckglase, wodurch die Verwendung eines sehr stark vergrößernden Objektives M ermöglicht wurde. Der oberen Öffnung gegenüber befand sich in der unteren Wandung von F ein entsprechendes Fenster, das durch die Glasplatte K verschlossen wurde. Licht wurde von dem Spiegel L nach oben reflektiert und beleuchtete das Gesichtsfeld des Mikroskopes. Wenn die Platte langsam rotierte, gelangten die auf ihrer Oberfläche befindlichen Teilchen in das helle Gesichtsfeld des Mikroskopes; dort konnte man sie sehr deutlich sehen und nach Wunsch ihren Durchmesser mit dem Okularmikrometer N ausmessen. Die Bewegung der Glasscheibe er-

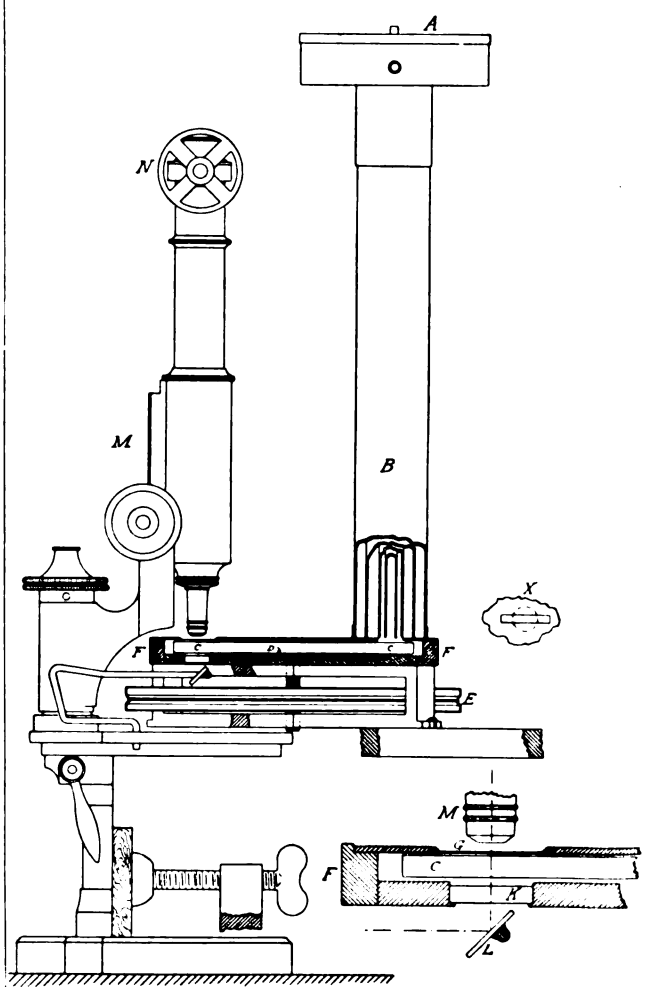


Fig. 8.

Digitized by Google

folgte so sicher, daß bei ihrer Umdrehung ihre Oberfläche leicht in der Brennebene zu halten war. Ein weiteres Fenster, das in der Figur nicht sichtbar ist und das durch einen abnehmbaren Deckel verschlossen wurde, war in der oberen Wand des Kastens F vorgesehen; es diente zur Beseitigung der Teilchen von der Glasplatte nach Beendigung der einzelnen Versuche. Die Öffnung am unteren Ende der Fallröhre wurde durch ein Diaphragma mit einem 3 mm breiten Spalt verschlossen, das bei X zu sehen ist. Durch diesen Verschluß wurde nicht nur eine genauere Bestimmung der Fallzeit ermöglicht, sondern auch verhindert, daß solche Teilchen, die an den Seiten der Fallröhre entlang gefallen waren, unter jene geraten konnten, die mitten durch die Röhre gefallen waren.

Da die Zeit, die einige der kleinsten Teilchen brauchten, um die Strecke von 31,2 cm zu durchfallen, 15 Minuten betrug, so wurden große Vorsichtsmaßregeln zum Schutze gegen Konvektionsströmungen in der Fallröhre angewandt. Der Apparat wurde in einem Raum mit konstanter Temperatur aufgestellt, und die Teilchen wurden erst mehrere Stunden nach beendeter Einstellung fallen gelassen. Der Beobachter betrat das Zimmer nicht eher, als nötig war, um den Versuch zu beginnen. Nachdem der von dem Treibriemen abgeschaltete Chronographenmotor in Betrieb gesetzt worden war, wurden die Teilchen losgelassen, und in demselben Augenblick wurde der Treibriemen eingerückt und damit die Scheibe in langsame Umdrehung versetzt. Die Feder, welche die Zeit aufzeichnete, fing also mit ihren Aufzeichnungen in dem Augenblicke an, in dem die Teilchen zu fallen begannen.

Nachdem die Teilchen gefallen waren, wurde die Scheibe in eine bestimmte Stellung gedreht. Dadurch kam der Teil der Scheibe unter das Mikroskop zu liegen, der sich zu Anfang des Versuches unter der Mitte der Fallröhre befunden hatte. Ein feststehender Zeiger wurde dann der Anfangsmarke der Zeit auf dem Papier gegenübergestellt. Wenn nun die Scheibe so lange gedreht wurde, bis ein Teilchen im Mittelpunkte des Mikroskopfeldes erschien, so gab der Zeiger die Zeit an, die dieses Teilchen zum Fallen gebraucht hatte. Wir gingen dabei von der Anfangsstellung der Scheibe aus und drehten die Scheibe langsam, wobei wir die Zeiten ermittelten, welche die verschiedenen Teilchen zum Fallen gebraucht hatten. Dann wurde das Mikroskop radial über eine Feldbreite verschoben und das Verfahren so lange wiederholt, bis die Fallzeit sämtlicher Teilchen auf der Scheibe bestimmt worden war. Welcher Art die mit Lycopodon gewonnenen Ergebnisse waren, wird durch Fig. 9 veranschaulicht.

Das Zeitintervall wurde in Teile von je zehn

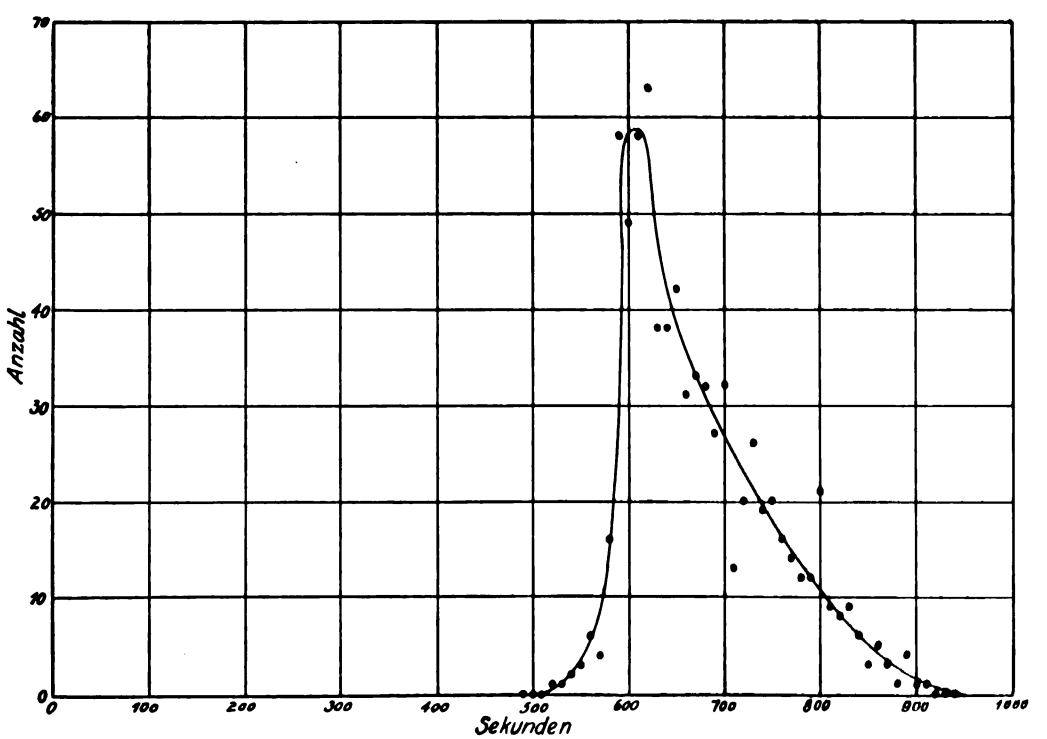


Fig. 9. Temperatur 20,8° C; Röhrenlänge 31,2 cm; mittlere Fallzeit 678 Sek.; mittlere Endgeschwindigkeit 0,0460 cm/Sek

Digitized by Google

Sekunden eingeteilt und dann die in jedem dieser kleineren Intervalle ermittelte Anzahl von Teilchen am Ende des Intervalles als Ordinate aufgetragen. Die Kurve, welche die Verteilung auf der Scheibe wiedergibt, ist der beim Lycopodium erhaltenen ähnlich. Wir finden auch hier in derselben Weise angedeutet, daß im allgemeinen die kleineren Teilchen dichter sind als die größeren. Die Fallhöhe war bei allen Versuchen 31,2 cm, mit Ausnahme zweier Versuche, bei denen sie in 10,4 cm verändert worden war, ohne daß sich indessen der gefundene Wert für die Geschwindigkeit geändert hätte. Bei einigen Versuchen war ein Röhrchen mit Radium in den Kasten gelegt worden, aus dem die Teilchen fallen gelassen wurden, um jede Elektrisierung zu beseitigen, welche die Teilchen etwa beim Durchgang durch das Zeug hätten annehmen können. Aber auch diese Maßregel hatte keinen Einfluß auf den für die Endgeschwindigkeit erhaltenen Wert. Eine Übersicht über die mit Lycoperdon gewonnenen Ergebnisse findet man in der folgenden Tabelle II.

Tabelle II.

Lycoperdon.

Durchmesser der Röhre in cm	Anzahl der Teilchen	Endgeschwindigkeit in cm Sek.
1,27	280	0,0463
1,27	757	0,0462
0,64	713	0,0473
0,64	104	0,0480
0,64	75	0,0470
0,64	75	0,0475
0,64	216	0,0457
0,64	652	0,0460
0,64	292	0,0465
0,64	186	0,0468

Länge der Röhre 31,2 cm; mittlere Temperatur 20,5° C; mittlere Endgeschwindigkeit 0,0467 cm/Sek.

Die Geschwindigkeit des Lycoperdons ist so gering, daß es uns möglich schien, sie durch Beobachtung des Falles durch das Gesichtsfeld eines Mikroskopes zu bestimmen. Wir stellten eine 8 cm hohe Glaszelle von quadratischem Querschnitt mit 1 mm Seitenlänge vor einem horizontal angeordneten Mikroskop auf. In die obere Öffnung der Zelle steckten wir ein Stück des Flockenstreulings; wenn wir dann an die Zelle klopften, so fiel ein Schauer von Sporen durch den engen Kanal herab. Der untere Teil des Raumes war ganz frei von Luftströmungen, denn die einzelnen Teilchen sanken in geraden Linien. Es war keine Brownsche Bewegung zu beobachten, und ebensowenig war irgendwelche Rotation der einzelnen Teilchen zu bemerken, obschon einige der doppelten rotierten. Die Zeit, welche die Teilchen brauchten, um sich eine Strecke von 2 mm weit zu bewegen, wurde mit einer Stoppuhr bestimmt und eine mittlere Geschwindigkeit von 0,05 cm/Sek. ermittelt. Dieser Wert stimmt in roher Annäherung mit dem Ergebnis der genaueren Methode überein. Die Methode der direkten Beobachtung ist jedoch aus zwei Gründen unzulänglich: Die Messung der Zeit für die sich schnell durch das Gesichtsfeld bewegenden Teilchen ist schwierig, und es ist nicht möglich, aus der Zeitbestimmung für einzelne willkürlich aus einer Gruppe zu gleicher Zeit abgefallener Teilchen herausgegriffene Teilchen die mittlere Geschwindigkeit der Gruppe zu erhalten, weil man nicht weiß, wie groß der Bruchteil aus der Gesamtzahl ist, der irgendeine beobachtete Geschwindigkeit besitzt.

e) Endgeschwindigkeit des Polytrichums.

Die Versuche mit Polytrichum wurden in derselben Weise ausgeführt wie die mit Lycoperdon. Die Kurven, welche die Verteilung der Teilchen nach der Fallzeit darstellen, sind den für Lycoperdon gefundenen ähnlich, nur sind die Maxima nicht so scharf ausgeprägt. Tabelle III enthält eine Zusammenstellung der mit einer Fallröhre von 0,64 cm Durchmesser und einer Fallhöhe von 31,2 cm gewonnenen Ergebnisse.

Tabelle III.

Polytrichum.

Anzahl der Teilchen	Endgeschwindigkeit in cm Sek.
35	0,221
15	0,229
1551	0,238
1674	0,218
2337	0,238
832	0,250
2653	0,226
668	0,215

Mittlere Temperatur 25,3° C; mittlere Endgeschwindigkeit 0,229 cm Sek.

f) Vergleich mit der Theorie.

In der Tabelle IV haben wir die verschiedenen Ergebnisse für Sporen zusammengestellt und den beobachteten Endgeschwindigkeiten des Falles die nach der Formel $V = \frac{2\,g\,a^2(\sigma-\varrho)}{9\quad\mu}$ berechneten gegenübergestellt. Bei der Berechnung haben wir den Wert von μ benutzt ($\mu =$ 0,000191 bei 18° C); den Zemplén[1]) neuerdings erhalten hat, einen Wert, der etwas höher ist als der bisher angenommene.

In der vierten Spalte haben wir das Verhältnis von a zu $\frac{\mu}{V\cdot\varrho}$ angegeben, um zu zeigen,

1) Gy. Zemplén, Ann. d. Phys. (4) **29**, 869, 1909.

Digitized by Google

Tabelle IV.
Vergleichung der beobachteten und berechneten Geschwindigkeiten für Sporen.

Name	Halbmesser in cm	Dichte	$\frac{a V \cdot \varrho}{\mu}$	Mittlere Temperatur in ° C	Mittlere Geschwindigkeit in cm/Sek. beobachtet	Mittlere Geschwindigkeit in cm/Sek. berechnet	$\frac{V_{ber.}}{V_{beob.}}$
Lycopodium . .	0,00158	1,175	0,02	22,4	1,76	3,40	1,93
Lycoperdon . .	0,000478	1,53	0,0007	25,3	0,229	0,396	1,73
Polytrichum . .	0,000209	1,44	0,00007	20,5	0,0467	0,0718	1,52

daß die für die Anwendbarkeit der Formel erforderliche Bedingung in betreff der Größe erfüllt ist, nämlich die Bedingung, daß a gegenüber $\frac{\mu}{V \cdot \varrho}$ klein sein muß[1]). Wie man sieht, ist in allen Fällen die berechnete Geschwindigkeit größer als der beobachtete Wert, und zwar ist der Unterschied bei den größeren Teilchen größer.

§ 3. Versuche mit künstlichen Kugeln.

a) Schwarzes Wachs.

In Anbetracht der Unstimmigkeiten, die wir bei Sporen zwischen den beobachteten und den berechneten Werten für die Endgeschwindigkeit gefunden haben, wandten wir demnächst unser Augenmerk der Herstellung künstlicher Kugeln zu. Wir fanden, daß sich Paraffin nach dem Schmelzen durch einen Zerstäuber in winzige kugelförmige Tropfen zerteilen ließ, die nach dem Erstarren ihre Gestalt beibehielten, obgleich infolge der dabei auftretenden Kontraktion die Oberfläche der Kugeln etwas rauh wurde. Wir benutzten dann zunächst ein hartes, brüchiges, schwarzes Wachs von unbekannter Zusammensetzung, und es erwies sich, daß dieses für den vorliegenden Zweck wunderbar gute Eigenschaften besaß. Die vollkommenen Kugeln, die wir erhielten (siehe Fig. 10), haben eine ganz glatte Oberfläche und ließen sich in jeder gewünschten Größe herstellen. Die Kugeln wurden nach folgendem Verfahren dargestellt und gesammelt. Ein Stück von dem Wachs wurde in einem Becher A (Fig. 11) geschmolzen und beträchtlich über den Schmelzpunkt (bis auf ungefähr 150° C) in einem Sandbade B erhitzt. Der Zerstäuber C bestand aus zwei Glasröhren. Die Größe und die Einstellung der Öffnungen dieser Röhren waren für die Größe der erhaltenen Kugeln von großer Bedeutung. Wenn die Temperatur der vertikalen Röhre nicht durch gelegentliche Anwendung einer Flamme genügend hoch gehalten wurde, so kühlte der Luftstrom das Wachs oft

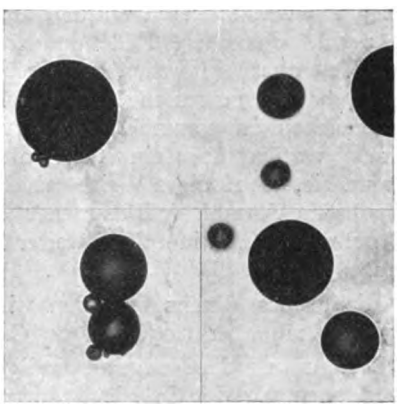


Fig. 10.

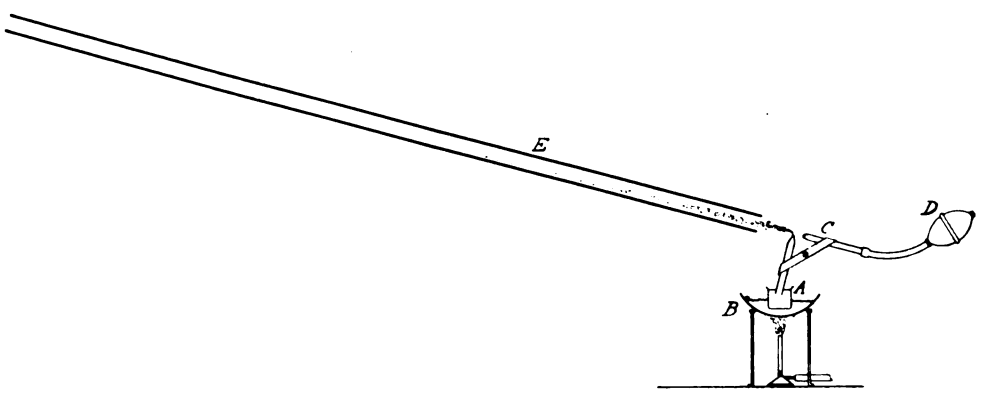


Fig. 11.

1) Rayleigh, Phil. Mag. (5) **36**, 365, 1893.

Digitized by Google

so stark ab, daß es zu langen Fäden ausgezogen wurde oder gar das Ende der Röhre vollständig verstopfte. Das zerstäubte Wachs wurde durch den Luftstrom selbst in das Ende einer langen geneigten Glasröhre E von ungefähr 3 cm lichter Weite und 150 cm Länge hineingeblasen. Beim Durchgange der Luft durch diese Röhre setzten sich viele von den suspendierten Kugeln an der Wand ab, während die feinsten aus dem oberen Ende als feiner Rauch aufstiegen. Einige von diesen feinsten Kügelchen ließen sich in einem lockeren Wattepfropfen auffangen, der in das obere Ende der Röhre gesteckt wurde, aber sie waren beinahe alle zu klein, um genau ausgemessen werden zu können. Um die Teilchen zu sammeln, hielten wir die Glasröhre E vertikal über ein Stück Papier und klopften an sie. Auf diese Weise erhielten wir eine ungeheure Anzahl vollkommener Kugeln, deren Durchmesser sich innerhalb weiter Grenzen bewegten.

Die Dichte des Wachses fanden wir durch Wägung in Wasser zu 1.058 bei 20° C.

Zur Bestimmung der Endgeschwindigkeit des Falles benutzten wir den in Fig. 8 dargestellten Apparat und brachten einen Vorrat der gesammelten Kugeln in die Mulde in dem Abfallkasten R in Fig. 6. Der einzige Unterschied zwischen der Art der Ausführung der Versuche mit dem neuen Material und jener der Versuche mit den Sporen bestand darin, daß wir jetzt nicht nur die Fallzeit jedes auf der rotierenden Scheibe gefundenen Teilchens zu bestimmen hatten, sondern außerdem noch seinen Durchmesser ausmessen mußten. Die Teilchen sind etwas durchsichtig, und die Oberfläche reflektiert nicht so gut, als daß man ein scharf umrissenes Bild erhielte, das die Ausführung genauer Ablesungen gestattete. Es ergab sich, daß einige der Teilchen eine oder mehrere Luftblasen enthielten, und wir verwarfen alle Teilchen, in denen diese einen merklichen Teil des Volumens ausmachten, sowie auch die, an denen etwas Staub haftete. Wegen der Breite des Spaltes am unteren Ende der Fallröhre X in Fig. 8 kann der Fehler in der Fallzeit des einzelnen Teilchens bis zu 0.6 Sekunden betragen.

Die Tabelle V enthält eine Zusammenstellung der Ergebnisse, die wir bei vier verschiedenen Versuchen für alle Teilchen erhalten haben.

Die Werte in der dritten Spalte sind nach der Stokesschen Formel unter Zugrundelegung des Wertes 0.000192 für μ bei 20° berechnet worden. Den Grenzwert für die Größe, für welche die Formel noch gilt, findet man, wenn man $\frac{a V \cdot \varrho}{\mu} = 0.1$ setzt (wenn man 0.1 als kleine

Tabelle V.
Schwarzes Wachs.

Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. (±0.6 Sek.), beob.	Fallzeit in Sek. ber.	Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. (±0.6 Sek.), beob.	Fallzeit in Sek. ber.
0.00306	3,4	1.0	0.00113	21.1	20.2
0.00218	6.3	5,4	0.00105	22.5	23,4
0.00217	6.0	5,5	0.00087	32.6	34.0
0.00211	6.2	5,8	0.00075	47.3	45.3
0.00205	6.0	6.2	0.00070	54.1	52.6
0.00197	6.1	6.7	0.00060	54.0	54.0
0.00165	7.0	6.8	0.00067	61.9	57.4
0.00194	7.7	6.9	0.00067	62.7	57.4
0.00161	8.5	7.1	0.00059	57.1	54.1
0.00181	10.1	7.9	0.00064	60.6	62.0
0.00178	8.0	8.2	0.00050	67.8	74.0
0.00172	8.2	8.7	0.00053	75,8	70.6
0.00166	8.8	9,0	0.00054	82.5	88.4
0.00167	9.0	9,3	0.00050	97.3	103,2
0.00165	10.0	9,5	0.00040	105	107
0.00165	11.1	9,5	0.00040	113	107
0.00156	11.4	10.0	0.00048	116	112
0.00151	12.2	11.3	0.00046	120	122
0.00147	11.4	11.9	0.00045	118	127
0.00140	12.4	12.1	0.00044	152	133
0.00145	13,4	12.2	0.00042	135	140
0.00142	13,3	12.8	0.00041	144	153
0.00130	15,6	15,2	0.00030	106	100
0.00130	15,7	15,2	0.00038	184	178
0.00124	16.8	16.8	0.00030	101	100
0.00121	17.4	17.0	0.00035	160	211
0.00110	18,0	18.2	0.00035	227	211
0.00119	16.0	18.2	0.00035	231	211
0.00117	13,0	18.8			

Mittlere Temperatur 20.0° C; Fallhöhe 31.2 cm; Durchmesser der Rohre 0.04 cm.

Größe bezeichnet [1]. Das entspricht einem Halbmesser von ungefähr 0.0022 cm. Sämtliche Teilchen, mit Ausnahme des ersten, liegen innerhalb dieser Grenze. Die in der Tabelle V angeführten Ergebnisse sind in der oberen Kurve der Fig. 12 graphisch dargestellt. Auf dieser Kurve stellen die verschiedenen Kreise die einzelnen Beobachtungen dar, und die ausgezogene Kurve gibt die theoretischen Werte wieder. Die Abweichung von der theoretischen Kurve ist bei ein paar der beobachteten Werte groß, aber im Durchschnitt beträgt die Abweichung weniger als $\frac{1}{2}$ v. H. Die Ergebnisse, die sich über einen so weiten Größenbereich erstrecken, zeigen ganz bündig die Gültigkeit der Stokesschen Formel für diese Kugeln.

Einige Teilchen des schwarzen Wachses sind so groß, daß es notwendig wird, den Fehler zu berechnen, der dadurch entstehen kann, daß die Teilchen Zeit brauchen, um ihre Endgeschwindigkeit zu erreichen. Die Bewegungsgleichung für die fallende Kugel ist

$$\frac{dv}{dt} + kv = g,$$

1) Rayleigh, Phil. Mag. (5) **36**, 305, 1893.

Digitized by Google

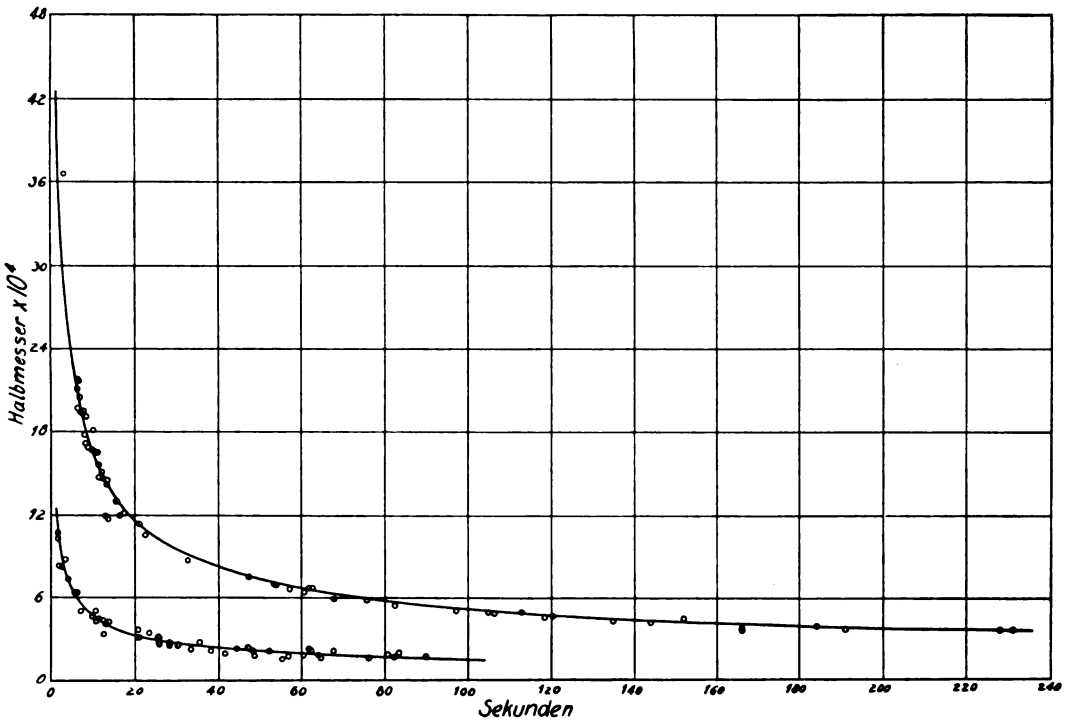


Fig. 12.

wo

$$k = \frac{6\pi\mu a}{{}^4/_3\pi a^3(\sigma-\rho)} = \frac{9\mu}{2a^2(\sigma-\rho)}$$

ist; daraus ergibt sich:

$$v = \frac{g}{k}(1-e^{-kt}),$$

wo $\frac{g}{k}$ die Endgeschwindigkeit ist. Wir können ermitteln, wieviel Zeit verstreicht, bis die Geschwindigkeit der Kugel sich bis auf 1 v. H. der Endgeschwindigkeit nähert, wenn wir den Wert von t ermitteln, für den e^{-kt} gleich 0,01 ist.

Für die größte Kugel, auf welche die Formel von Stokes anwendbar ist, gilt

$$a = 0{,}0022 \text{ cm},$$

und folglich

$$k = 165,$$

so daß

$$t = 0{,}03 \text{ Sek.}$$

wird. Dieser Wert beträgt weniger als 0,6 v. H. der gesamten Fallzeit, und der Fehler, den wir durch die Annahme einführen, daß die Endgeschwindigkeit augenblicklich erreicht wird, dieser Fehler ist demnach noch geringer als 0,6 v. H. und kann daher ruhig vernachlässigt werden.

b) Quecksilber.

Wir stellten weiterhin einige Versuche mit winzigen Quecksilbertropfen an, die wir gleichfalls mittels eines Zerstäubers herstellten. Die Fallzeit und der Tropfendurchmesser wurden mit derselben Apparatur und in derselben Weise bestimmt wie beim schwarzen Wachs. Bei der Ausmessung des Durchmessers ergab sich indessen eine ernste Schwierigkeit aus der Unmöglichkeit, bei dem hohen Reflexionsvermögen des Quecksilbers scharf definierte Bilder der Tropfen zu erhalten. Wir fanden, daß unter den gegebenen engen Bedingungen das beste Beleuchtungssystem in einer seitlichen Beleuchtung im Verein mit einer schwachen Beleuchtung von unten her bestand. Nichtsdestoweniger waren die Messungsfehler recht groß, zumal wir, um die Stokessche Formel auf eine so dichte Substanz anwenden zu können, äußerst winzige Tropfen verwenden mußten. Die Ergebnisse, die wir bei verschiedenen Versuchen mit den Quecksilbertropfen erhielten, sind in der Tabelle VI zugleich mit den theoretischen Werten zusammengestellt.

Diese Beobachtungen sind in der unteren Kurve der Fig. 12 graphisch dargestellt; hier gibt gleichfalls die ausgezogene Linie die theoretischen Werte an. Wie man sieht, weisen die einzelnen Beobachtungen sehr große Abweichungen auf, aber nichtsdestoweniger drängen sich die Ergebnisse im allgemeinen um die Linie zusammen, welche die theoretischen Werte darstellt. Für einen Quecksilbertropfen, dessen Halbmesser gleich 0,001 cm ist, ist das Ver-

Digitized by Google

Tabelle VI.

[illegible]

Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. beob.	Fallzeit in Sek. ber.	Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. beob.	Fallzeit in Sek. ber.
0,0001[illegible]	1,0	1,0	0,0002[illegible]	25,8	25,0
0,0001[illegible]	1,0	1,0	0,0002[illegible]	26,[illegible]	25,2
0,0001[illegible]	1,2	2,0	0,0002[illegible]	25,8	26,5
0,0001[illegible]	1,0	2,0	0,0002[illegible]	30,3	26,5
0,0001[illegible]	2,5	3,1	0,0002[illegible]	26,5	31,5
0,0001[illegible]	4,1	3,7	0,0002[illegible]	30,2	32,0
0,0001[illegible]	3,7	4,0	0,0002[illegible]	47,0	35,5
0,0001[illegible]	4,7	4,0	0,0002[illegible]	47,1	35,8
0,0001[illegible]	11,1	7,9	0,0002[illegible]	41,8	37,1
0,0001[illegible]	7,0	7,0	0,0002[illegible]	[illegible]	37,4
0,0001[illegible]	9,8	9,[illegible]	0,0002[illegible]	39,[illegible]	41,[illegible]
0,0001[illegible]	11,3	10,1	0,0002[illegible]	42,3	41,8
0,0001[illegible]	12,4	11,1	0,0002[illegible]	43,1	42,2
0,0001[illegible]	11,5	11,1	0,0002[illegible]	38,1	45,5
0,0001[illegible]	11,8	11,1	0,0002[illegible]	52,1	45,1
0,0001[illegible]	13,6	11,4	0,0002[illegible]	53,6	48,[illegible]
0,0001[illegible]	13,0	11,6	0,0002[illegible]	47,5	51,1
0,0001[illegible]	21,8	14,8	0,0003[illegible]	86,7	57,5
0,0001[illegible]	25,3	16,1	0,0003[illegible]	64,1	58,1
0,0001[illegible]	12,5	17,[illegible]	0,0003[illegible]	67,1	58,[illegible]
0,0001[illegible]	25,1	16,[illegible]	0,0003[illegible]	48,[illegible]	62,1
0,0001[illegible]	23,6	16,5	0,0003[illegible]	58,[illegible]	63,[illegible]
0,0001[illegible]	25,5	16,1	0,0003[illegible]	51,8	64,8
0,0001[illegible]	20,0	20,1	0,0003[illegible]	84,0	67,0
0,0001[illegible]	23,8	20,1	0,0003[illegible]	82,3	70,1
0,0001[illegible]	21,1	20,0	0,0003[illegible]	70,3	74,7
0,0001[illegible]	20,7	21,[illegible]	0,0003[illegible]	64,[illegible]	79,1
0,0002[illegible]	33,4	21,5	0,0003[illegible]	55,2	81,4
0,0002[illegible]	28,5	21,8			

Mittlere Temperatur 20,9° C. Fallhöhe 51,2 cm. Durchmesser der Röhre 6,04 cm.

hatten $\frac{\sigma' \rho}{\mu} = 1,07$ und folglich liegen alle diese Tropfen innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Stokesschen Formel. Die Zeit, die ein Tropfen von der angegebenen Größe braucht, um eine Geschwindigkeit zu erreichen, die sich der Endgeschwindigkeit bis auf 1 v. H. nähert, diese Zeit beträgt 0,08 Sek., also 2 v. H. der gemessenen Fallzeit in dem benutzten Apparate.

Paraffin.

Die kugelförmigen Teilchen, die wir mit dem Zerstäuber aus Paraffin herstellen, unterscheiden sich von den aus schwarzem Wachs und aus Quecksilber hergestellten dadurch, daß sie nicht vollkommen glatte Wände haben. Durch die Kondensation des Paraffins bei der Abkühlung werden die Wände ganz rauh und strukturell sehr stark, oft mehr oder minder parallel streifig (siehe Fig. 15). Wir bestimmten die Endgeschwindigkeiten für eine Anzahl dieser Kugeln, um zu sehen, ob diese Kugeln irgendwelchen Einfluß auf die Fallgeschwindigkeit hat. Die Dichte des Paraffins bestimmten wir in gewohnter Weise durch Wägung in Wasser zu 0,900. Zur Bestimmung ihrer Fallzeit brachten wir die Kugeln ihrer Adhäsion wegen mehr in den Trog *k*, Fig. 1. Sobald dieselben sich wie die Tropfen, der zerstäubten Teilchen, direkt auf die Innenseite des Troges setzten, wo sie hafteten, blieben. Die zum Ab-

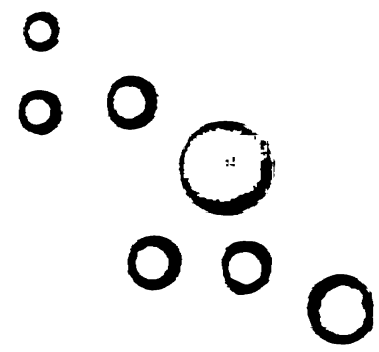


Tabelle VII.

Paraffin.

Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. beob.	Fallzeit in Sek. ber.	Halbmesser der Kugeln in cm	Fallzeit in Sek. beob.	Fallzeit in Sek. ber.
0,0[illegible]	1,5	1,8	0,002[illegible]	1,[illegible]	1,1
0,0[illegible]	3,2	2,2	0,002[illegible]	[illegible],2	3,2
0,0[illegible]	2,5	2,2	0,002[illegible]	[illegible],55	[illegible],4
0,0[illegible]	3,4	2,4	0,002[illegible]	[illegible],45	[illegible],1
0,0[illegible]	3,75	2,1	0,002[illegible]	[illegible],4	[illegible],0
0,0[illegible]	2,15	2,8	0,00[illegible]	[illegible],[illegible]	4,4
0,0[illegible]	3,0	2,8	0,00[illegible]	4,[illegible]	4,5
0,0[illegible]	4,1	3,0	0,00[illegible]	11,15	11,2
0,0[illegible]	3,5	3,0	0,00[illegible]	11,15	11,2
0,0[illegible]	5,5	3,1	0,00[illegible]	11,1	11,4
0,0[illegible]	3,2	3,2	0,00[illegible]	11,5	11,[illegible]
0,0[illegible]	4,15	3,2	0,00[illegible]	12,5	12,5
0,0[illegible]	3,1	3,3	0,00[illegible]	12,1	12,5
0,0[illegible]	3,0	3,4	0,00[illegible]	13,5	12,4
0,0[illegible]	3,8	3,9	0,00[illegible]	12,2	13,1
0,0[illegible]	3,85	3,0	0,00[illegible]	13,2	13,0
0,0[illegible]	4,3	3,0	0,00[illegible]	13,1	13,5
0,0[illegible]	5,5	4,0	0,00[illegible]	13,8	13,9
0,0[illegible]	5,3	4,1	0,00[illegible]	14,1	14,0
0,0[illegible]	4,75	4,3	0,00[illegible]	22,5	20,4
0,0[illegible]	5,75	4,5	0,00[illegible]	21,5	22,2
0,0[illegible]	4,6	4,0	0,00[illegible]	20,7	22,5
0,0[illegible]	4,8	4,0	0,00[illegible]	20,2	22,5
0,0[illegible]	4,4	4,7	0,00[illegible]	24,0	23,2
0,0[illegible]	5,5	5,0	0,00[illegible]	27,5	25,5
0,0[illegible]	5,0	5,0	0,00[illegible]	25,7	27,0
0,0[illegible]	4,7	5,1	0,00[illegible]	26,1	29,5
0,0[illegible]	5,1	5,2	0,00[illegible]	30,4	32,5
0,0[illegible]	5,85	5,5	0,00[illegible]	45,7	40,7
0,0[illegible]	5,25	5,7	0,00[illegible]	58,0	41,0
0,0[illegible]	6,1	6,1	0,00[illegible]	[illegible],7	69,4
0,0[illegible]	6,5	6,2	0,00[illegible]	62,1	90,4
0,0[illegible]	6,5	6,5	0,00[illegible]	120,0	100,0
0,0[illegible]	7,5	6,5	0,00[illegible]	125,2	121,4

Mittlere Temperatur 20,9° C. Fallhöhe 51,2 cm. Durchmesser der Röhre 6,04 cm.

Digitized by Google

werfen dienende Nadelspitze brachte sie einfach aus ihrer Lage. Die Ergebnisse sind in der Tabelle VII zusammen mit den nach der Formel berechneten aufgeführt.

Die Größengrenze für die Anwendbarkeit der Formel ergab sich zu 0,0024 cm; somit liegen viele von den größeren Teilchen in dieser Tabelle außerhalb der Grenze. Für diese Teilchen muß der tatsächliche Widerstand gegen die Bewegung beträchtlich größer sein als der bei der Rechnung berücksichtigte, und die Ergebnisse zeigen, daß dies der Fall ist. Die durchschnittliche Abweichung von den theoretischen Werten beträgt bei den innerhalb der Grenze liegenden Teilchen weniger als 1 v. H. Die Ergebnisse sind in Fig. 14 graphisch dargestellt. Daselbst gibt wieder die ausgezogene Kurve die nach der Stokesschen Formel gewonnenen Werte an.

Es scheint nach einer Vergleichung zwischen diesen Ergebnissen und den mit den schwarzen Wachskügelchen erhaltenen, daß eine Rauheit der Oberfläche von der Größenordnung, wie wir sie bei den Paraffintröpfchen gefunden haben, ohne Einfluß auf die Endgeschwindigkeit des Falles ist, und daß sie somit bei den angewandten Geschwindigkeiten keine Wirbelbewegung erregt.

§ 4. Diskussion der Ergebnisse.

Da die Endgeschwindigkeit der künstlichen Kugeln so gut mit der theoretischen Formel in Einklang steht, so verlangt die bei den Sporen beobachtete Unstimmigkeit eine besondere Erklärung. Wie groß diese Unstimmigkeit ist, lehrt am besten ein Blick auf die Kurven für die Verteilung nach der Fallzeit für Lycopodium (Fig. 7) und für Lycoperdon (Fig. 9). Die theoretische Fallzeit für das Lycopodiumteilchen mittlerer Größe beträgt 21 Sekunden; dagegen zeigt die Kurve, daß auch nicht eines der schnellsten unter den Teilchen innerhalb dieser Zeit gefallen ist. Die theoretische Fallzeit für das Lycoperdonteilchen mittlerer Größe beträgt 434 Sekunden, während das schnellste Teilchen der ganzen Gruppe 530 Sekunden zum Fallen brauchte und die übrigen verschiedene Zeiten bis zu 910 Sekunden aufwärts brauchten. Die Übereinstimmung zwischen den einzelnen Bestimmungen der Endgeschwindigkeit für eine und dieselbe Substanz unter verschiedenen Versuchsbedingungen schließt die Möglichkeit aus,

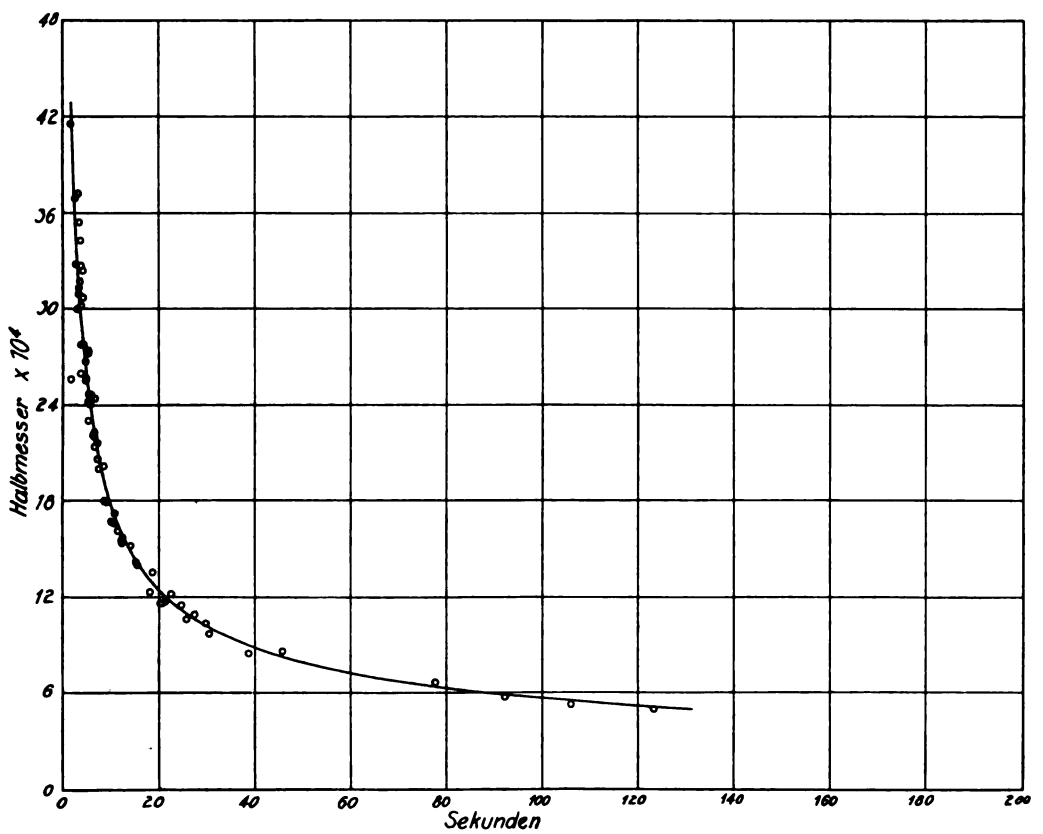


Fig. 14.

Digitized by Google

daß irgendwie größere Fehler in die Ergebnisse in betreff dieser Größe eingehen. Als weiterer Beweis sei einer der Versuche mit Quecksilbertropfen angeführt, bei welchem gleichzeitig einige wenige Teilchen von schwarzem Wachs und eine beträchtliche Anzahl Lycopodiumteilchen durch die Röhre fielen. Die Fallzeiten der Wachskugeln stimmten eng mit den berechneten Zeiten überein und sind auch unter den mitgeteilten Ergebnissen für schwarzes Wachs mit enthalten. Die durchschnittliche Geschwindigkeit der 44 Lycopodiumteilchen betrug 1,73 cm/Sek., ein Wert, der gut mit den früher mit der anderen Apparatur gewonnenen Ergebnissen übereinstimmt. Von den drei Arten von Teilchen, die hier unter genau identischen Bedingungen fielen, besaßen die Wachskugeln und die Quecksilberkugeln Geschwindigkeiten, die mit der Stokesschen Formel übereinstimmten, während das Lycopodium mit kaum mehr als der halben theoretischen Geschwindigkeit fiel. Die Unstimmigkeit beim Lycopodium kann daher nicht von Konvektionsströmen oder sonstigen Fehlern bei der Bestimmung der Fallgeschwindigkeit herrühren.

Es scheint nicht angängig, den Unterschied zwischen Theorie und Erfahrung auf Fehler bei der Ausmessung der Durchmesser der Sporen zurückzuführen, denn dazu müßte diese Messung beim Lycopodium ungefähr 40 v. H. und beim Lycoperdon ungefähr 24 v. H. zu groß ausfallen. In diesen beiden Fällen wenigstens waren sicherlich die Sporen bei den Fallversuchen von derselben Größe wie bei den Messungen. Sie waren vollkommen ausgereift und erlitten folglich keine Veränderung, und sie wurden in trockenem Zustande ausgemessen, geradeso, wie sie bei den Geschwindigkeitsbestimmungen benutzt wurden. Wir verwandten verschiedene Vergrößerungen, welche besondere Eichungen des Okularmikrometers erforderlich machten.

Bei den Dichtebestimmungen entsteht die Frage, ob nicht vielleicht das mit Hilfe des Volumenometers erhaltene Volumen fehlerhaft sein kann, weil etwa Gase aus der Oberfläche oder aus dem Innern der Sporen frei werden könnten, wenn der Druck vermindert wird. Wir stellten einen Versuch mit Glas an, das, wie man weiß, in der Oberfläche Gase kondensiert enthält. Wir bestimmten die Dichte zunächst durch Wägung in Wasser, dann mittels des Volumenometers in großen Stücken, und schließlich nach der letzteren Methode, nachdem wir es in einem Mörser so klein wie möglich gepulvert hatten. Die drei Ergebnisse standen in guter Übereinstimmung. Immerhin mögen sich Sporen in dieser Hinsicht anders verhalten als Glas. Eine mögliche Ersatzmethode, um die Dichte der Sporen zu erhalten, besteht darin, die Dichte einer Lösung zu ermitteln, in der sie eben untersinken. Gegen diese Methode läßt sich offenbar der Einwand erheben, daß die Sporen, wenn sie in die Flüssigkeit gebracht werden, Änderungen durch Osmose erleiden, und daß infolgedessen die für die nassen Sporen erhaltene Dichte nicht ihre Dichte im trockenen Zustande ist. Nichtsdestoweniger führten wir einige Versuche in der Weise aus, daß wir die Bewegung einzelner Sporen unter einem Mikroskop beobachteten, während sie in einer Lösung suspendiert waren, und auch, indem wir sie in Masse in Probiergläsern beobachteten. Die Unzuverlässigkeit der Methode zeigte sich sofort durch die Tatsache, daß die Sporen sich in verschiedenartigen Lösungen von derselben Dichte verschieden verhielten. Beispielsweise sank Lycoperdon in einer gesättigten wässerigen Lösung von $NaCl$, deren Dichte 1,201 betrug, während es in einer Lösung von $CaCl_2$ von der Dichte 1,200 aufstieg, dagegen in einer Lösung derselben Substanz, deren Dichte 1,163 war, gleichfalls sank. Die nach dieser Methode bestimmte Dichte von Lycopodium ergab sich zu $1{,}09 \pm 0{,}01$, bei Verwendung einer Chlorkalziumlösung und zu $1{,}13 \pm 0{,}02$ bei Verwendung einer Chlornatriumlösung. Mit dem Volumenometer wurde sie zu 1,175 ermittelt, und um die Unstimmigkeit zwischen den beobachteten und den berechneten Werten der Endgeschwindigkeit zu erklären, müßte man die Dichte zu nur 0,61 ansetzen.

Es bleibt nur noch der Einfluß der Gestalt der Sporen zu erwägen. Wir haben bereits den Beweis dafür geführt (§ 2), daß bei den Berechnungen ein nahezu kugelförmiges Teilchen ohne großen Fehler durch eine Kugel dargestellt werden kann, die den mittleren Durchmesser des Teilchens zum Durchmesser hat. In einer Beziehung mag indessen diese Äquivalenz nicht gelten, nämlich hinsichtlich der Tendenz, Wirbelbewegung zu erregen. Die Bedingungen für eine stetige Bewegung sind nicht ganz klargestellt, aber für den Fall einer Kugel mag die vollkommene Symmetrie der Stromlinien wohl die größte Stabilität der Bewegung darstellen. Die Symmetrie dieser Stromlinien hinter dem sich bewegenden Körper dürfte durch kleine Unebenheiten der Oberfläche nicht merklich beeinflußt werden. Die Dissymmetrie in den Stromlinien, die durch einen unvollkommen kugelförmigen Körper verursacht wird, muß von Kräften in dem Fluidum begleitet sein, die senkrecht auf der Bewegungsrichtung stehen, und diese Kräfte mögen ausreichen, um Wirbel hinter dem Körper bei viel kleineren Geschwindigkeiten zu erzeugen, als erforderlich sind, solche für den Fall der Kugel zu erregen. Einstweilen müssen wir

Digitized by Google

irgendeine derartige Erklärung als die wahrscheinlichste ansehen, da keine andere dazu angetan zu sein scheint, die großen Verschiedenheiten zwischen den beobachteten und den berechneten Endgeschwindigkeiten der benutzten Sporen zu erklären.

§ 5. Zusammenfassung.

Die mittlere Größe, mittlere Dichte und mittlere Endgeschwindigkeit des Falles in Luft der annähernd kugelförmigen Teilchen von Lycopodium, Lycoperdon und Polytrichum wurden experimentell gewonnen. Die beobachteten Werte der Endgeschwindigkeit waren viel kleiner als die entsprechenden nach der Stokesschen Formel berechneten Werte.

Ähnliche mit künstlichen Kugeln aus einem schwarzen Wachs, aus Quecksilber oder aus Paraffin angestellte Versuche lieferten innerhalb weiter Grenzen für die Kugelgröße für die Endgeschwindigkeit Ergebnisse, die gut mit der theoretischen Formel übereinstimmten und somit deren Gültigkeit unter den angewandten Versuchsbedingungen bewiesen.

Irgendwelche befriedigende Erklärung für die Unstimmigkeit bei den Versuchen mit Sporen ist nicht ersichtlich. Vielleicht wird eine turbulente Bewegung des Fluidums durch einen nahezu kugelförmigen Körper leichter erregt als durch einen solchen, der vollkommen kugelförmig ist.

Physikalisches Laboratorium der Universität Minnesota, 2. Dezember 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. Dezember 1909.)

Anwendung der Lobatschefskijschen Geometrie in der Relativtheorie.

Von V. Varićak.

Für die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie gelten die Formeln der sphärischen Trigonometrie mit imaginären Seiten, wie Sommerfeld unlängst in dieser Zeitschrift ausgeführt hat[1]). Nun ist die nichteuklidische Geometrie von Lobatschefskij und Bolyai das imaginäre Gegenbild der sphärischen, und so ersieht man leicht, daß sich der hyperbolischen Geometrie ein interessantes Anwendungsgebiet eröffnet.

Da eine Relativbewegung von Bezugssystemen mit Überlichtgeschwindigkeit nicht vorkommt, kann man immer

$$\frac{v}{c} = \operatorname{th} u$$

setzen[1]). Der Faktor $\left(1-\left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{-1/2}$, der in den Lorentz-Einsteinschen Transformationsgleichungen und den daraus abgeleiteten Formeln eine große Rolle spielt, geht in $\operatorname{ch} u$ über. Setzt man noch $l = ct$, so lauten die Transformationsgleichungen[2])

$$\begin{aligned} l' &= -x \operatorname{sh} u + l \operatorname{ch} u, \\ x' &= x \operatorname{ch} u - l \operatorname{sh} u, \\ y' &= y,\ z' = z, \end{aligned} \tag{1}$$

oder in der infinitesimalen Form

$$Uf = -l\frac{\partial f}{\partial x} - x\frac{\partial f}{\partial l}. \tag{2}$$

Die inverse Transformation ist

$$\begin{aligned} l &= x' \operatorname{sh} u + l' \operatorname{ch} u, \\ x &= x' \operatorname{ch} u + l' \operatorname{sh} u, \\ y &= y',\ z = z'. \end{aligned} \tag{3}$$

Die diesen Transformationen gegenüber invarianten Hyperbeln

$$\omega(l, x) = l^2 - x^2 + \text{const} = 0$$

sind ihre Bahnkurven, da $U\omega = 0$ ist. Die absolute Invariante ist der Koordinatenanfangspunkt. Wird ein Punkt

$$x = \operatorname{sh} u_1,\ l = \operatorname{ch} u_1$$

der Transformation (1) unterworfen, so geht er in den dem Parameter $u_1 - u$ entsprechenden Punkt der Hyperbel $l^2 - x^2 = +1$ über. Aus dem Unendlichen kommend, geht der bewegte Punkt auf der negativen Seite ins Unendliche[3]). Der Parameter u ist die Maßzahl des doppelten Hyperbelsektors, der dem Winkel ψ entspricht. Es ist

$$\operatorname{th} u = \operatorname{tg} \psi,\ \operatorname{sh} u = \varkappa \sin \psi,\ \operatorname{ch} u = \varkappa \cos \psi$$

und die Gleichungen (3) gehen über in

$$\begin{aligned} l &= \varkappa(x' \sin \psi + l' \cos \psi) \\ x &= \varkappa(x' \cos \psi + l' \sin \psi) \\ y &= y',\ z = z', \end{aligned} \tag{4}$$

durch welche die Minkowskische Koordinatentransformation definiert ist[4]). Dabei bedeutet $\varkappa$ den Radiusvektor des entsprechenden Punktes der Hyperbel.

Deutet man u als Strecke, so ersieht man aus den Relationen

$$\frac{v}{c} = \operatorname{th} u = \operatorname{tg} \psi = \sin \operatorname{gd} u = \cos \Pi(u),$$

daß der zugehörige Parallelwinkel mit dem entsprechenden Gudermannschen oder sogenannten transzendenten Winkel komplementär ist[5]).

1) Diese Zeitschr. **10**, 828, 1909.

1) $\operatorname{th} u$ bedeutet Tangens hyperbolicus von u, ebenso $\operatorname{ch} u$ und $\operatorname{sh} u$ Cosinus und Sinus hyperbolicus.

2) Einstein, Jahrbuch der Radioaktivität **4**, 420, 1908.

3) Es erinnert an die Hyperbelbewegung bei Born, Ann. d. Phys. 11, 25, 1909.

4) Im Zusammenhange mit den Minkowskischen Anschauungen über Raum und Zeit wird man nun wohl auch dem Büchlein von M. Palágyi, Neue Theorie des Raumes und der Zeit, Leipzig 1901, das ihm gebührende Interesse entgegenbringen.

5) Vgl. Engel-Lobatschefskij, Zwei geometrische Abhandlungen. Leipzig 1898, S. 246.

Digitized by Google

Schließen die Geschwindigkeiten v_1 und v_2 den Winkel α ein, und ist

$$\frac{v_1}{c} = \operatorname{th} u_1, \quad \frac{v_2}{c} = \operatorname{th} u_2,$$

so trage man vom Punkte O in der Richtung von v_1 die Strecke $OA = u_1$ ab, und setze unter dem Winkel α die Strecke $AC = u_2$ an. Der Resultante entspricht die Strecke $OC = u$. In dem Lobatschefskijschen Dreiecke OAC besteht die Relation

$$\operatorname{ch} u = \operatorname{ch} u_1 \operatorname{ch} u_2 + \operatorname{sh} u_1 \operatorname{sh} u_2 \cos \alpha.$$

Setzt man hierin

$$\operatorname{ch} u_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{c}\right)^2}}, \quad \operatorname{sh} u_i = \frac{\frac{v_i}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{c}\right)^2}},$$

so erhält man nach einigen leichten Umformungen das allgemeine Einsteinsche Additionstheorem der Geschwindigkeiten. Im Falle $\alpha = \frac{\pi}{2}$, wird

$$\operatorname{ch} u = \operatorname{ch} u_1 \operatorname{ch} u_2,$$

oder

$$\operatorname{th}^2 u = \operatorname{th}^2 u_1 + \operatorname{th}^2 u_2 - \operatorname{th}^2 u_1 \operatorname{th}^2 u_2,$$

beziehungsweise

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2 - \left(\frac{v_1 v_2}{c}\right)^2}.$$

Daß diese Addition nicht kommutativ ist, ersieht man leicht aus der ersten Sommerfeldschen Figur, die man jetzt aber als eine Figur in der Lobatschefskijschen Ebene aufzufassen hat. Man hat noch zu setzen

$$OA = BD = u_1, \quad AC = OB = u_2,$$
$$OC = OD = u.$$

In der hyperbolischen Geometrie ist die Summe der Winkel in jedem Dreiecke kleiner als zwei rechte. Es ist also

$$\alpha_1 + \alpha_2 < \frac{\pi}{2},$$

und so fällt OD nicht in die Richtung von OC. Für den Richtungsunterschied $\delta = \sphericalangle COD$ findet man

$$\operatorname{cotg} \delta = \operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2) = \frac{\operatorname{th} u_1 \operatorname{sh} u_1 + \operatorname{th} u_2 \operatorname{sh} u_2}{\operatorname{sh} u_1 \operatorname{sh} u_2 - \operatorname{th} u_1 \operatorname{th} u_2}$$
$$= \frac{v_1^2 \sqrt{1 - \left(\frac{v_2}{c}\right)^2} + v^2{}_2 \sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{c}\right)^2}}{v_1 v_2 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{c}\right)^2} \sqrt{1 - \left(\frac{v_2}{c}\right)^2}\right)}.$$

Es ist auch

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \operatorname{th} \frac{u_1}{2} \operatorname{th} \frac{u_2}{2}.$$

Sind v_1 und v_2 nicht in der xy-Ebene, sondern beliebig im Raume, so kommt man zu sechs Endpunkten, während wir oben nur die Punkte C und D hatten.

Ich will noch an einigen Beispielen zeigen, wie sich die Formeln von Einstein in der Lobatschefskijschen Geometrie reell deuten lassen.

Die Gleichungen (3) im § 5 der erwähnten Einsteinschen Abhandlung bestimmen in bezug auf das ruhende System S die Geschwindigkeitskomponenten u_x, u_y, u_z eines relativ zu S' gleichförmig bewegten Punktes. Ist $u_z = 0$, so wird

$$\frac{u_y}{u_x} = \frac{u_{y'}}{u_{x'} + v} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}.$$

Nimmt man $c = \infty$, dann schließt die Gerade, auf der jener Punkt bewegt wird, mit der x-Achse den Winkel λ ein. Bleibt dagegen c endlich und gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im leeren Raume, so findet man als Richtungskoeffizienten jener Geraden

$$\operatorname{tg} \lambda' = \frac{\operatorname{tg} \lambda}{\operatorname{ch} u}.$$

Ist u die Hypotenuse und $\frac{\pi}{2} - \lambda$ ein spitzer Winkel im rechtwinkeligen Lobatschefskijschen Dreiecke, so ist λ' der zweite spitze Winkel. Er wird desto kleiner, je größer die Translationsgeschwindigkeit von S' ist. Für $v = c$ hat man $\lambda' = 0$.

Nehmen wir s als die Ausdehnung eines ruhenden Elektrons in der Richtung der x-Achse. Wird es nun mit der Geschwindigkeit v in derselben Richtung fortbewegt, so ist seine verkürzte Ausdehnung

$$s' = \frac{s}{\operatorname{ch} u}.$$

Auf der Abstandslinie $y = u$, welche die x-Achse zur Mittellinie und u zum Parameter hat, messe man von ihrem Durchschnittspunkte U mit der Ordinatenachse angefangen die Länge $UM = s$ ab. Die Abszisse von M ist s'.

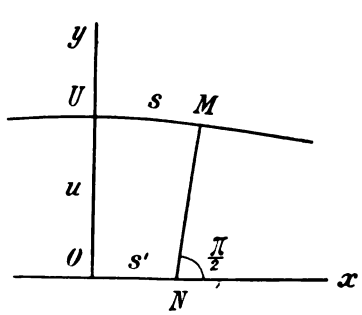


Fig. 1.

Ebenso läßt sich das Zurückbleiben der relativ zu einem Bezugssystem gleichförmig bewegten Uhr interpretieren.

Setzt man weiter

$$\varphi = \Pi(u_1), \quad \varphi' = \Pi(u'_1), \quad \frac{v}{c} = \operatorname{th} u,$$

Digitized by Google

so erhält man aus der ersten Formel für das Dopplersche Prinzip

$$\nu' = \nu(\operatorname{ch} u - \operatorname{th} u_1 \operatorname{sh} u) = \frac{\nu \operatorname{ch}(u - u_1)}{\operatorname{ch} u_1}.$$

Dem Parallelwinkel $\varphi = 0$ entspricht die Länge $u_1 = \infty$, und so wird in diesem Falle

$$\nu' = \nu e^{-u}.$$

Es ist also

$$\nu' = \nu\left(1 - u + \frac{u^2}{2!} - \frac{u^3}{3!} + \cdots\right).$$

Für kleine Werte von u kann man die höheren Potenzen vernachlässigen, und dann $\operatorname{th}\frac{v}{c}$ durch $\frac{v}{c}$ ersetzen. Die vorhergehende Formel geht in den Ausdruck für das Dopplersche Prinzip in der gewöhnlichen Mechanik über:

$$\nu' = \nu\left(1 - \frac{v}{c}\right).$$

Man beachte, daß im gestrichenen Bezugssysteme $v' = -v$ ist.

Das Verhältnis der Frequenzen ν und ν' in der Formel $\nu' = \nu e^{-u}$ läßt sich darstellen als das Verhältnis zweier Grenzkreisbögen zwischen zwei gemeinsamen Achsen.

Der Ausdruck für die Aberration wird in

$$\operatorname{th} u'_1 = \operatorname{th}(u_1 - u)$$

transformiert. Es ist also die Aberrationsgleichung

$$u'_1 = u_1 - u.$$

Der Lichtstrahl T, von einer unendlich fernen Lichtquelle kommend, treffe die x-Achse im Punkte M unter dem spitzen Winkel φ. Man trage im Sinne der wachsenden Abszissen die Strecke $MN = u$ ab, und ziehe von N aus die Lobatschefskijsche Parallele zu T. Diese Parallele T' schließt mit der x-Achse den Winkel φ' ein.

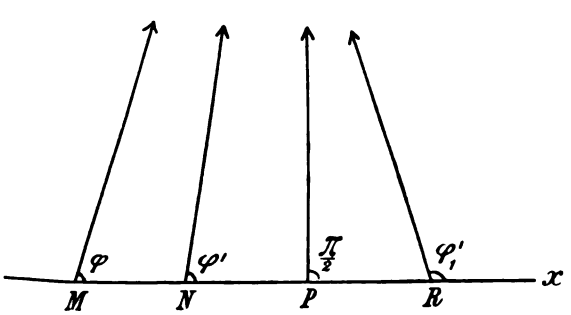


Fig. 2.

Ist $\varphi = \frac{\pi}{2}$, also $u_1 = 0$, so wird $u'_1 = -u$, und der Winkel φ' geht in seinen Supplement φ'_1 über.

Die Formeln der Relativtheorie werden in dieser Auffassung sehr vereinfacht. So z. B. für ein bewegtes Elektron von der Masse μ wird

$$\text{longitudinale Masse} = \mu \operatorname{ch}^3 u,$$
$$\text{transversale Masse} = \mu \operatorname{ch}^2 u,$$

statt[1])

$$\frac{\mu}{\left(\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}\right)^3} \quad \text{und} \quad \frac{\mu}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}.$$

Stellt UM (Fig. 1) die longitudinale Masse, so ist ON die transversale.

Krümmungsradius R der Bahn, wenn eine senkrecht zur Geschwindigkeit des Elektrons wirkende magnetische Kraft N vorhanden ist, wird

$$R = \frac{c^2 \mu}{\varepsilon N} \operatorname{sh} u,$$

statt[2])

$$R = c^2 \frac{\mu}{\varepsilon} \cdot \frac{\frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \cdot \frac{1}{N}.$$

Ein in gleichförmiger Translationsbewegung in Richtung der wachsenden x-Koordinate befindlicher Körper hat nach der Relativitätstheorie die kinetische Energie

$$K_0 = \mu c^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \right\},$$

wobei μ seine Masse im gewöhnlichen Sinne bedeutet[3]). Wir können das einfacher schreiben

$$K_0 = 2\mu c^2 \operatorname{sh}^2 \frac{u}{2}.$$

Statt $\operatorname{sh}^2 \frac{u}{2}$ kann man auch $\operatorname{tg} p$ schreiben, wobei p den Flächeninhalt eines Saccherischen zweirechtwinkeligen und gleichschenkeligen Vierecks bedeutet. Seine drei Seiten, welche zwei rechte Winkel einschließen, haben u zur Länge.

Hier wurde vorausgesetzt, daß dieser Körper den äußeren Kräften nicht unterworfen war. Wirken aber auf diesen Körper äußere Kräfte, welche einander Gleichgewicht halten, dem Körper also keine Beschleunigung erteilen, so wird nach Untersuchungen von Einstein[4]) seine kinetische Energie merkwürdigerweise größer um

$$\Delta E = -\frac{\left(\frac{v}{c}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \Sigma(\xi K_\xi).$$

Nach unserer Festsetzung geht dieser Ausdruck in

$$\Delta E = -\operatorname{th} u \operatorname{sh} u \, \Sigma(\xi K_\xi)$$

über. Nehmen wir ein Lobatschefskijsches rechtwinkeliges Dreieck. Sind seine Katheten a

1) Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 919, 1905.
2) a. a. O. S. 921.
3) Einstein, Ann. d. Phys. **23**, 374, 1907.
4) Ebenda S. 376.

Digitized by Google

und b die zu den Parallelwinkeln $\frac{1}{2}\pi - \Pi(u)$ und $\Pi(u)$ gehörigen Strecken, A und B seine spitzen Winkel, so hat man einfach

$$\Delta E = -\operatorname{tg} B \, \Sigma(\xi K_3).$$

Aus diesen wenigen Beispielen kann man schon ersehen, welchen Vorteil auch bei rechnerischer Auswertung die nichteuklidische Interpretation der Relativitätsformeln uns gewähren könnte. Für hyperbolische Funktionen haben wir ausgezeichnete Tafeln, die Smithsonian Institution 1909 herausgegeben hat.

Interessant sind jedenfalls die Analogien, die zwischen der Relativitätstheorie und der Lobatschefskijschen Geometrie bestehen. Die Formeln der neueren Mechanik reduzieren sich für $c = \infty$ auf die Formeln der Newtonschen Mechanik. So geht auch die Lobatschefskijsche Geometrie, wenn man eine gewisse Konstante — den sogenannten Krümmungsradius des Raumes — unendlich nimmt, in die euklidische Geometrie über. Für gewöhnliche Geschwindigkeiten unterscheiden sich die Resultate, die nach den Relativitätsformeln berechnet sind, praktisch gar nicht von jenen, die nach gewöhnlichen mechanischen Ausdrücken berechnet sind. So unterscheiden sich für die Strecken von gewöhnlichen Längen die Berechnungen nach der Lobatschefskijschen Geometrie gar nicht von denen nach der euklidischen. In der Relativtheorie existiert eine absolute Geschwindigkeit, in der Lobatschefskijschen Geometrie eine absolute Länge.

In der Relativitätstheorie erleidet jeder Körper bei Bewegung gewisse Deformation. In der Poincaréschen Interpretation der Lobatschefskijschen Geometrie nimmt man als Bogenelement $d\sigma = \frac{ds}{y}$, und dieses kann ohne Deformation nicht bewegt werden usw.

Agram, 8. Januar 1910.

(Eingegangen 19 Januar 1910.)

Die Lösung der Integralgleichung, welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erdbebenwelle im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Störung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberfläche zu gelangen.

(The solution of the integral equation which connects the velocity of propagation of an earthquake wave in the interior of the earth with the times, which the disturbance takes to travel to different stations on the earth's surface.)

Von H. Bateman.

Zur Vereinfachung der mathematischen Analysis wollen wir die Erde als eine Kugel vom Halbmesser R behandeln und annehmen, daß die Elastizitätskonstanten der Substanz, aus der sie besteht, in allen Punkten einer konzentrischen Kugelschale dieselben sind.

Es sei v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Abstande r vom Mittelpunkte; dann ist v eine Funktion von r allein. Wir wollen die von Rudzki[1]) und von Kövesligethy[2]) vorgeschlagene Methode anwenden und annehmen, daß die Strahlen, längs welcher die Energie sich fortpflanzt, Brachystochronen sind. Wir wollen den Erdmittelpunkt als Anfangspunkt wählen und einen Punkt im Innern der Erde durch die Polarkoordinaten (r, Θ, φ) bestimmen, wo $\Theta = 0$ den Radius zum Epizentrum darstellt. T sei die Zeit, welche die Störung braucht, um vom Epizentrum zum Punkte (r, Θ, φ) zu wandern; dann ist nach der allgemeinen Methode von Hamilton[3]) zur Behandlung von Brachystochronenproblemen:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{r \partial \Theta}\right)^2 = \frac{1}{v^2}. \qquad (1)$$

Setzen wir

$$r = xR$$

und

$$T = SR,$$

so wird die Gleichung:

$$x^2\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial \Theta}\right)^2 = \frac{x^2}{v^2}. \qquad (2)$$

Eine Lösung dieser Gleichung erhalten wir, wenn wir

$$\frac{\partial S}{\partial \Theta} = \alpha$$

setzen, wo α eine von x und Θ unabhängige Größe ist. Das ergibt:

$$x\frac{\partial S}{\partial x} = \pm\sqrt{\frac{x^2}{v^2} - \alpha^2}. \qquad (3)$$

Das negative Vorzeichen muß für die erste Hälfte der Bahn gewählt werden, weil x zunächst abnimmt, wenn S wächst. Das gilt, bis ein Punkt erreicht wird, in welchem der Strahl normal zur Bahn steht. Dieser Radius ist eine Symmetrielinie, und ihr Schnittpunkt mit der Bahn ist ein Wendepunkt der letzteren. Offenbar nimmt nach dem Durchgange durch den Wendepunkt x mit S zu, und wir müssen daher der Quadratwurzel das positive Vorzeichen beilegen.

Wenn wir die Werte für $\frac{\partial S}{\partial \Theta}$ und $\frac{\partial S}{\partial x}$ in die Gleichung

1) Beiträge zur Geophysik, III, 1903.
2) Mathem. u. Naturw. Berichte aus Ungarn **13**, 1897; **23**, 1905; vergl. auch Knott, Proc. Roy. Soc. Edinburgh **28**, 1907.
3) Trans. Roy. Irish Acad., 1833

Digitized by Google

$$dS = \frac{\partial S}{\partial \Theta} d\Theta + \frac{\partial S}{\partial x} dx$$

einsetzen, so erhalten wir:

$$dS = \alpha d\Theta \pm \frac{1}{x}\sqrt{\frac{x^2}{v^2} - \alpha^2} \cdot dx.$$

Wenn $\Theta = 0$ ist, so ist $x = 1$; folglich ist in der ersten Hälfte der Bahn

$$S = \alpha\Theta - \int_1^x \frac{dx}{x}\sqrt{\frac{x^2}{v^2} - \alpha^2}. \qquad (4)$$

Wir erhalten die Gleichung der Bahn, wenn wir $\frac{\partial S}{\partial \alpha}$ einer willkürlichen Konstante gleichsetzen; sonach ist die Gleichung für die erste Hälfte der Bahn:

$$\Theta + \alpha \int_1^x \frac{dx}{x\sqrt{\frac{x^2}{v^2} - \alpha^2}} = \text{const.}$$

Die Konstante ist Null, da $\Theta = 0$ ist, wenn $x = 1$ ist.

Es sei χ der Wert von Θ für die Symmetrielinie und z der zugehörige Wert von x; dann sind (z, χ) die Koordinaten des Wendepunktes, und 2χ ist der Winkel, den der Radius zum Emergenzpunkte mit dem Radius zum Epizentrum bildet. Diese Größen sind untereinander durch die Gleichung

$$\chi = \alpha \int_z^1 \frac{dx}{x\sqrt{\frac{x^2}{v^2} - \alpha^2}} \qquad (5)$$

verbunden. Es sei ψ der Winkel, unter welchem der Radius die Bahn in einem Punkte (x, Θ) schneidet; dann ist

$$\operatorname{cotg}\psi = \frac{1}{x}\frac{dx}{d\Theta} = \pm\sqrt{\frac{x^2}{\alpha^2 v^2} - 1},$$

oder

$$\sin\psi = \frac{\alpha v}{x}. \qquad (6)$$

Somit ist

$$\psi = \frac{\pi}{2},$$

wenn

$$x = \alpha v$$

ist. Der Wert von z wird daher durch die Gleichung

$$z = \alpha v(z) \qquad (7)$$

gegeben.

Wenn e der Winkel ist, den der Strahl bei seinem Austritt mit der Oberfläche bildet, und wenn V der Wert von v an der Erdoberfläche, also für $x = 1$, ist, so erhalten wir:

$$\cos e = \alpha V. \qquad (8)$$

Da e auch der Winkel ist, den die Anfangsrichtung des Strahles mit der Oberfläche bildet, so folgt daraus, daß eine Bahn in irgendeiner gegebenen Ebene einzig und allein durch den Wert von α bestimmt wird.

Der Wert von α für irgendeinen einzelnen Strahl läßt sich aus der Gleichung

$$\alpha = \frac{\partial S'}{\partial \Theta'} \qquad (9)$$

bestimmen. In dieser Gleichung beziehen sich S' und Θ' auf den Punkt an der Oberfläche, an dem der Strahl austritt.

Nun läßt sich S' als Funktion von Θ' aus den Aufzeichnungen verschiedener Erdbebenstationen bestimmen. Wir können daher die Gleichungen

$$\alpha = \frac{\partial S'}{\partial \Theta'}$$

und

$$\Theta' = 2\chi$$

benutzen, um χ als eindeutige Funktion von α zu bestimmen. Setzen wir

$$\chi = f(\alpha)$$

und

$$\beta = \frac{1}{V},$$

so erhalten wir die Integralgleichung:

$$f(\alpha) = \alpha \int_z^1 \frac{dx}{x\sqrt{\frac{x^2}{v^2(x)} - \alpha^2}},$$

aus der $v(x)$ zu bestimmen ist. In dieser Gleichung ist der Wert von $f(\alpha)$ von $\alpha = 0$ bis $\alpha = \beta$ bekannt, und da χ für die unendlich kleine Bahn verschwindet, die nahe beim Epizentrum endet, und für welche

$$e = 0,$$

$$\alpha = \frac{1}{V} = \beta$$

ist, so erhalten wir:

$$f(\beta) = 0.$$

Knott[1]), Wiechert und Zoeppritz[2]) haben empirische Formeln für die Fortpflanzungszeit T erhalten, indem sie einen einfachen Ausdruck für $v(x)$ annahmen und die zugehörigen Werte von T und $f(\alpha)$ berechneten. Herr Professor Schuster brachte mich auf den Gedanken, daß man vielleicht das umgekehrte Verfahren

1) Proc. Roy. Soc. Ediburgh **28**, 3, 1907.
2) Götting. Nachr. 1907, Heft 4.

Digitized by Google

einschlagen und die richtige Form der Funktion $v(x)$ aus den bekannten Werten von $f(\alpha)$ ableiten könnte. Das Verfahren läßt sich tatsächlich folgendermaßen ausführen: Setzen wir

$$\frac{x}{v(x)} = \eta,$$

so wird die Integralgleichung:

$$f(\alpha) = \alpha \int_{\alpha}^{\beta} \frac{\frac{d}{d\eta}(\log x)\, d\eta}{\sqrt{\eta^2 - \alpha^2}}.$$

Diese Gleichung läßt sich durch die Substitutionen

$$\eta^2 = \frac{1}{t}$$

und

$$\alpha^2 = \frac{1}{s}$$

auf eine bekannte Integralgleichung zurückführen, die Abel[1]) im Jahre 1823 gelöst hat. Die Lösung wird durch die Formel[2])

$$\frac{d}{d\eta}(\log x) = -\frac{2}{\pi}\frac{d}{d\eta}\int_{\eta}^{\beta} \frac{f(\alpha)\, d\alpha}{\sqrt{\alpha^2 - \eta^2}}$$

gegeben. Dadurch sind wir imstande, $\frac{d}{d\eta}(\log x)$ als Funktion von η zu bestimmen; es sei

$$\frac{d}{d\eta}(\log x) = H(\eta). \qquad (11)$$

Eliminieren wir η aus dieser Gleichung und der Gleichung

$$\eta = \frac{x}{v(x)},$$

so erhalten wir v als Funktion von x.

Um die Anwendung der Formel zu erläutern, wollen wir den Fall

$$S' = -0{,}4 + 6{,}1\left(\frac{\Theta'}{30}\right) - 0{,}5\left(\frac{\Theta'}{30}\right)^2$$

untersuchen. Es ergibt sich eine Reihe von Werten für S, die sich nur wenig von den beobachteten Werten unterscheiden. In der folgenden Tabelle I sind die Zeiten in Minuten

Tabelle I.

Winkel	Milne	Formel
30°	5,2	5,2
60°	9,8	9,8
90°	13,1	13,4
120°	15,3	16
150°	17	17,6
180°	18	18,2

1) Collected Works (Sylow u. Lie) 1, 11.

2) Eine strenge Diskussion der Abelschen Gleichung findet sich bei Bôcher: Introduction to the study of integral equations.

gemessen, und die beobachteten Zeiten sind die von Milne und Benndorf angegebenen Werte für die erste Phase des Vorbebens[1])

Setzen wir

$$\frac{\pi\Theta'}{180^0} = 2\chi,$$

so daß die Winkel auf Bogenmaß reduziert werden, so erhalten wir:

$$T = RS' = -0{,}4 + 6{,}1\left(\frac{12\chi}{\pi}\right) - \frac{72}{\pi^2}\chi^2$$

und

$$2\alpha = \frac{\partial S'}{\partial \chi} = \frac{12}{\pi R}\left[6{,}1 - \frac{12\chi}{\pi}\right].$$

Folglich ist

$$x = f(\alpha) = \frac{\pi^2}{72R}(\beta - \alpha),$$

wo

$$\beta = \frac{36{,}6}{\pi R}$$

ist.

Die Formel ergibt:

$$\log x = -\frac{\pi}{36}\left[\beta\, \mathfrak{Cof.}^{-1}\left(\frac{\beta}{\eta}\right) - \sqrt{\beta^2 - \eta^2}\right],$$

wo

$$\eta = \frac{x}{v(x)}$$

ist.

Die Geschwindigkeit an der Erdoberfläche ist gegeben durch

$$V = \frac{1}{\beta} = \frac{6370\,\pi}{36{,}6}\ \text{km/min} = 9{,}1\ \text{km/sec}.$$

Dieser Wert ist ein wenig höher als die gewöhnliche Schätzung[2]). Die Werte für v im Erdinnern sind in folgender Tabelle II angegeben; sie sind alle nahezu 12 km/sec, also ungefähr von der richtigen Größenordnung.

Tabelle II.

x	$\frac{v}{V}$
1	1
0,906	1,1324
0,893	1,1912
0,738	1,2308
0,660	1,2940
0,498	1,2945
0,367	1,3108
0,2887	1,3153
0,1381	1,3156
0,0528	1,2949
0,0259	1,284

1) C. G. Knott, The Physics of Earthquake phenomena, S. 244.

2) C. G. Knott, The Physics of Earthquake phenomena, S. 248.

Digitized by Google

Das vorstehende Beispiel stützt sich auf eine rohe Annäherung an die beobachteten Werte der Zeit; infolgedessen sind die gewonnenen Werte für die Geschwindigkeit nicht ganz zuverlässig. Es ist indessen interessant, zu bemerken, daß sich eine gewisse Andeutung eines Maximums in der Nähe des Erdmittelpunktes findet. Das stimmt mit einer Hypothese überein, die Nagaoka[1]) aufgestellt hat.

1) Phil. Mag. (5) **50**, 53—68, 1900.

Manchester, Universität.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 24. Dezember 1909.)

Über die Verteilung der Intensität bei der Emission von Röntgenstrahlen.

Von A. Sommerfeld.

Meine Erwiderung auf die Bemerkungen von Herrn J. Stark[1]) zu meiner gleich betitelten Note[2]) knüpfe ich an die Zusammenfassung am Schluß seiner Bemerkungen an.

1. Selbstverständlich nimmt bei meiner Auffassung (Bremstheorie oder Impulstheorie der Röntgenstrahlen) die Energiedichte von der Emissionsstelle aus wie $1/r^2$ ab. Hierin unterscheidet sich meine (d. h. die übliche) Auffassung von der Starkschen Lichtquantenhypothese.

2. Die Ionisierungsmethode ist deshalb befriedigender wie die photographische Methode, weil sie auch auf härtere Strahlen reagiert, für die die photographische Schicht unempfindlich ist, indem sie sie nicht genügend absorbiert. So haben Haga und Baßler die Polarisation der primären Röntgenstrahlen photographisch nicht nachweisen können, während dies Barkla und Baßler mit der Ionisierungsmethode gelungen ist. Ob die Ionisierung ein streng proportionales Maß der Intensität liefert, kann natürlich bezweifelt werden. Es sei aber bemerkt, daß Angerer[3]) eine sehr gute Proportionalität zwischen dem Ionisierungsstrom und der bolometrisch gemessenen Wärmewirkung der Röntgenstrahlen gefunden hat.

3. Was die vorläufigen Beobachtungen von Kaye angeht, so erweist sich die von Herrn Stark vorausgesetzte Fehlerquelle dadurch als unmaßgeblich, daß Herr Kaye eine Steigerung der Unsymmetrie durch dazwischen gestellte *Al*-Schirme nachweist; diese müßten die Unsymmetrie verringern, wenn die Starksche Mutmaßung richtig wäre, daß die Unsymmetrie zum erheblichen Teil von nicht absorbierten primären Kathodenstrahlen herrühre.

4. Wenn Herr Stark schreibt, ich wäre im Irrtum, zu glauben, daß die Baßlerschen Beobachtungen viel weniger durch die Absorption in der Glaswand beeinträchtigt würden wie die Messungen der Gesamtintensität, so kann dies nur auf einer unvollständigen Kenntnis der Baßlerschen Arbeit beruhen. Daselbst wird gezeigt, daß die Hinzufügung von 2 mm Glas[1]) die prozentische Polarisation nicht beeinflußt und daß erst stärker absorbierende Medien[2]) eine kleine Erhöhung der prozentischen Polarisation bewirken. Die Dickenunterschiede in den Baßlerschen Röhren betragen etwa 1 mm, sind also belanglos, soweit man überhaupt von Beobachtungen außerhalb der Röhre auf die Vorgänge in der Röhrenwand zurückschließen darf.

Da Herr Stark meine Bemerkungen über „Polarisations-“ und „Intensitätsmessungen“ schwer verständlich findet, sei folgendes hinzugefügt: Bei den prozentischen Polarisationsmessungen handelt es sich um das Verhältnis des polarisierten Anteils der Intensität zur Gesamtintensität, bei den Intensitätsmessungen um die Gesamtintensität selbst. In letzterer kommt die Absorption wegen ungleichförmiger Dicke der Glaswand zum vollen Ausdruck, in dem ersteren Verhältnis hebt sie sich zum großen Teil, bei Glas fast vollständig, heraus.

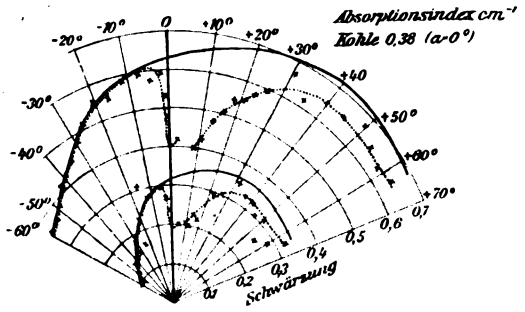
Die zugehörigen Formeln hat Herr Stark selbst hingeschrieben[3]). Aus ihnen geht hervor, daß für die verhältnismäßige Polarisation die Differenz der durchschnittlichen Absorptionskoeffizienten der polarisierten und unpolarisierten Strahlung in Frage kommt, für die absolute Intensität aber die Größe der Koeffizienten selbst. Jene Differenz ist natürlich viel kleiner als diese Koeffizienten.

5 und 6. Herr Stark hält die Lage des Maximums bei 40° in der oberen Kurve der aus seiner Arbeit übernommenen beigedruckten Figur auf $\pm 5^0$ für gesichert. Mir ist dieser von Herrn Stark beanspruchte Genauigkeitsgrad völlig unverständlich. Man bedenke, wie empfindlich ein so flaches Maximum gegen kleine Verschiebungen der Kurvenpunkte ist. Die eingezeichneten Beobachtungspunkte müßten auf 1 bis 2 Proz. genau sein, wenn das Maximum auf $\pm 5^0$ festliegen sollte. Dabei beträgt der Fehler des Kurvenpunktes bei 30°, gemessen

1) J. Stark, diese Zeitschr. **11**, 24, 1910.
2) A. Sommerfeld, diese Zeitschr. **10**, 969, 1909.
3) E. Angerer, Ann. d. Phys. **21**, 112, 1906, Tafel IV, Fig. XV.

1) § 60 der ursprünglichen Dissertation oder S. 828 in dem Abdruck Ann. d. Phys. **28**, 1909.
2) § 61 der Dissertation, § 26 des Abdrucks in den Annalen.
3) Diese Zeitschr. **11**, 28, 1910. Es handelt sich um die Formeln für R_{ε^2}, R_{u^2} und $R_{\varepsilon^2}/R_{u^2}$.

Digitized by Google



Aufnahme im Innern der Röhre. Strahlung durch 0,4 bez. 0,8 mm Alum. Schwärzungskurven ..... beobachtet, —— Kohleabsorpt. korrig.

gegen die gemittelte Starksche Kurve, schon vier Einheiten auf 60 Einheiten des ganzen Wertes, also 7 Proz.

Es kommt hinzu, daß die fraglichen Kurvenpunkte aus einer für die Genauigkeit recht bedenklichen Differenzmessung hervorgegangen sind zwischen der beobachteten Schwärzung und der Schwärzung „infolge von Schleier und diffuser Sekundärstrahlung". Letztere ist konstant zu 1,10 angesetzt, erstere ist im Durchschnitt 1,60 (Minimum 1,42, Maximum 1,77). Die Reduktion beträgt also $^2/_3$ des Beobachtungswertes. Dazu kommt die Unsicherheit der Korrektion wegen der Antikathodendicke, bei der mit einem einheitlichen Absorptionskoeffizienten des Röntgenstrahlbündels gerechnet werden muß. Ferner, wie hat Herr Stark seine Kassette im Innern der Röntgenröhre zentriert? Wenn der Mittelpunkt des Films von der mittleren Lage des Brennflecks nur um 6 mm, d. h. um $^1/_{10}$ des Radius, absteht, so bedeutet das einen Fehler in der beobachteten Schwärzung um 20 Proz. Wie verträgt sich dies mit der von Herrn Stark beanspruchten Genauigkeit von 1 bis 2 Proz. für die reduzierten Kurvenpunkte?

Nach diesen Überlegungen kann ich auch der von Herrn Stark betonten verhältnismäßig starken Intensität im Gebiete 20° bis 30° keine objektive Bedeutung beimessen; vielmehr glaube ich im Recht gewesen zu sein, wenn ich von den Starkschen Kurven sagte, „daß sie wohl nur qualitative Bedeutung beanspruchen können".

Übrigens scheint sich Herr Stark bei der Korrektion wegen Absorption in der Antikathode gerade in der Nähe des Maximums verrechnet zu haben. Ich habe diese Korrektion nach den Angaben von Herrn Stark kontrolliert: Absorptionskoeffizient 0,38 cm^{-1}, Dicke der Antikathode 0,2 cm, Dicke bei 30° 0,2/cos 60° = 0,4 cm, Korrektion:

$$e^{0,38 \cdot 0,4} = e^{0,15} = 1 + 0,15 + \frac{1}{2}\,0,02 = 1,16.$$

Nach der gestrichelten Kurve der Figur möge als gemessene Intensität bei 30° gelten 0,62; die korrigierte wird dann

$$0,62 \cdot 1,16 = 0,72,$$

d. h. nicht merklich verschieden von der in der Figur eingezeichneten Intensität für 40°. Bei Verbesserung dieses Rechenfehlers kann man also das Maximum um 10° nach links verlegen. Ich führe dieses an, nicht weil ich auf die dadurch hergestellte bessere Übereinstimmung mit dem für $\beta = {}^1/_3$ von mir berechneten theoretischen Maximum irgendwelchen Wert lege, sondern lediglich um die mir unverständliche Genauigkeitsangabe $\pm 5°$ für das Maximum zu beleuchten.

7. Ich gebe zu, daß mit der Starkschen Lichtquantenhypothese, die natürlich gut von den Einsteinschen Anwendungen des Planckschen Wirkungsquantums zu unterscheiden ist, jeder Grad von Unsymmetrie verträglich ist, weil diese Hypothese überhaupt nicht quantitativ ausgearbeitet ist. Die Fig. 1 der ursprünglichen Arbeit von Herrn Stark, auf die er sich auch jetzt bezieht, ist rein nach Gefühl gezeichnet, indem über die sukzessiven Längen der Kathodenstrahlpfeile 1 bis 7 willkürlich disponiert wurde. Mit demselben Recht hätte Herr Stark auch die Pfeile 1 bis 7 für die Röntgenstrahlen (die wohl die Anzahl der in der betreffenden Richtung emittierten Lichtquanten messen sollen?) nach einem willkürlichen Emissionsgesetz wählen und diejenigen für die reflektierten Kathodenstrahlen nach dem Parallelogramm konstruieren können. Was uns bei der ganzen Frage interessiert, die Abhängigkeit der Emission vom Azimut, bleibt in der Starkschen Lichtquantenhypothese quantitativ vollkommen unbestimmt. Hat es unter diesen Umständen überhaupt noch einen Sinn, von einem Vergleich der Beobachtungskurven mit der Lichtquantenhypothese zu sprechen?

8. Im letzten Punkte kann ich Herrn Stark zustimmen. Die Emission sekundärer Kathodenstrahlen von annähernd derselben Geschwindigkeit wie die der auffallenden ist, wie oft hervorgehoben, eine Schwierigkeit für die gewöhnliche Theorie der Röntgenimpulse, die nur überwunden werden kann, wenn man in der Lage ist, das Verhalten des emittierenden Atoms näher in Rechnung zu ziehen. Vielleicht kann eine Betrachtung von J. J. Thomson, entsprechend ausgebaut, zur Lösung dienen[1]).

Diese Schwierigkeit soll uns aber meiner Meinung nach nicht abhalten, den Emissionsvorgang der primären Röntgenstrahlen (bezw. ihres polarisierten Anteils) quantitativ zu verstehen. Auf der Basis der zurzeit völlig unbestimmten Starkschen Lichtquantenhypothese ist dies völlig unmöglich; Herr Stark hat nichts vorgebracht, was meine Hoffnung widerlegte,

1) Elektrizitätsdurchgang durch Gase, § 138 Schluß.

Digitized by Google

daß es auf der Basis der gewöhnlichen Maxwellschen Theorie geschehen könne.

Zum Schluß muß ich leider, in einer Art persönlicher Bemerkung, noch einmal auf die Starksche „Ätherwellenhypothese" zurückkommen, weil mir Herr Stark eine historisch unrichtige Darstellung derselben vorwirft.

Die Frage, die Herr Stark experimentell entscheiden wollte, war doch diese: Ist die unsymmetrische Emission der Röntgenstrahlen mit der gewöhnlichen Theorie des elektromagnetischen Feldes vereinbar oder erfordert sie eine Erweiterung derselben im Sinne der Lichtquantenhypothese? Hierbei ist es nötig, aus der Maxwellschen Theorie die richtigen Konsequenzen zu ziehen, die ich in meiner Arbeit zusammengestellt habe. Die „Ätherwellenhypothese" mit ihrer allseitig gleichen Emission ist eine falsche Konsequenz der Theorie, die von niemandem außer Herrn Stark publiziert worden ist und die Herr Stark daher gar nicht nötig hatte zu bekämpfen. Auf diese, nicht auf die Lichtquantenhypothese, die ja bewußterweise über die Maxwellsche Theorie hinausgeht, bezieht sich meine Aussage, daß „die Anschauungen des Herrn Stark" (genauer gesagt, seine Anschauungen über die Konsequenzen der elektromagnetischen Theorie) „mit dieser Theorie unvereinbar sind". Wenn Herr Stark jetzt[1]) die allseitig gleiche Emission als einen „experimentell und theoretisch unhaltbaren Zusatz zur Ätherwellenhypothese" fallen läßt, so bleibt von jener Hypothese nichts übrig, was sie zur Entscheidung der vorliegenden Frage über die unsymmetrische Emission der Röntgenstrahlen befähigen könnte.

Es scheint mir zu unfruchtbar, auf die Einzelheiten der diesbezüglichen Erwiderung von Herrn Stark weiter einzugehen; die Leser dieser Zeitschrift, die sich für den Gegenstand interessieren sollten, können sich aus der Definition[2]), die Herr Stark am Eingange seiner ursprünglichen Arbeit von seiner „Ätherwellenhypothese" gibt, aus meiner hierauf fußenden Äußerung[3]) und aus der etwas künstlich zergliederten Umschreibung[4]) derselben Hypothese in der Starkschen Erwiderung leicht ein eigenes Urteil bilden. Jedenfalls muß ich den Vorwurf einer historisch unrichtigen Darstellung meinerseits energisch zurückweisen.

1) Diese Zeitschr. 11, 25, 1910.
2) Diese Zeitschr. 10, 902, 1909.
3) Diese Zeitschr. 10, 970, 1909.
4) Diese Zeitschr. 11, 25, 1910.

(Eingegangen 21. Januar 1910.)

Über das Absorptionsgesetz der β-Strahlung.

Eine Erwiderung auf die Einwände von Herrn O. Hahn und Fräulein L. Meitner.

Von W. Wilson.

Herr O. Hahn und Fräulein L. Meitner[1]) haben in einer vor kurzem in dieser Zeitschrift erschienenen Notiz gewisse Einwände erhoben gegen die Schlüsse, zu denen ich auf Grund einer experimentellen Arbeit über die Beziehung zwischen Geschwindigkeit und Absorption von β-Strahlen gelangte[2]).

Die strittigen Punkte mögen zunächst kurz auseinandergesetzt werden. In meinen Versuchen wurden β-Strahlen von annähernd gleicher Geschwindigkeit durch ein Magnetfeld aus der von Radium ausgesandten inhomogenen Strahlung ausgeblendet. Das Absorptionsgesetz der Strahlung wurde dann durch Messung der in einem Elektroskop erzeugten Ionisation bestimmt. Es zeigte sich, daß die Absorption nicht nach einem Exponentialgesetz vor sich ging, wie früher allgemein angenommen wurde, sondern vielmehr mit guter Annäherung nach einem linearen Gesetz erfolgte. Dieses Absorptionsgesetz erwies sich als gültig für alle Geschwindigkeiten der β-Strahlen, für die Messungen ausgeführt wurden.

Außerdem habe ich einige Versuche beschrieben, aus denen hervorgeht, daß β-Strahlen beim Durchgang durch Materie einen Geschwindigkeitsverlust erleiden.

Andererseits ist von Hahn und Meitner in einer Reihe von wertvollen Untersuchungen gezeigt worden, daß die β-Strahlen eines einheitlichen radioaktiven Produktes stets nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, und dieses Resultat hat auch zur Auffindung neuer radioaktiver Produkte geführt. Nach Hahn und Meitner kann das exponentielle Absorptionsgesetz, das sie bei einheitlichen Substanzen stets bestätigt fanden, nur durch die Annahme erklärt werden, daß die β-Strahlung homogen ist und daß eine Geschwindigkeitsabnahme beim Durchgang durch Materie nicht stattfindet.

Dagegen habe ich aus meinen Versuchen geschlossen, daß gerade das exponentielle Absorptionsgesetz ein Zeichen für inhomogene Strahlen ist. Es läßt sich leicht zeigen, daß inhomogene Strahlen nach einem exponentiellen Gesetz absorbiert werden können, wenn die Absorption von homogenen Strahlen linear erfolgt. Man hat nur eine einfache Annahme über die Verteilung der Geschwindigkeit auf die β-Teilchen des inhomogenen Bündels zu machen.

Im Verlauf meiner Versuche habe ich Gelegenheit genommen, eingehend den etwaigen

1) Diese Zeitschr. 10, 948, 1909.
2) Proc. Roy. Soc. 82, 612, 1909.

Digitized by Google

Einfluß der speziellen Versuchsanordnung zu prüfen. Auch die Punkte, die von Hahn und Meitner angeführt werden, sind eingehend in Betracht gezogen worden, und die Resultate wurden nicht eher veröffentlicht, bis Versuche verschiedener Art mich von der Richtigkeit meiner Schlußfolgerungen überzeugt hatten.

Ich komme nun zum ersten Einwand, der von Hahn und Meitner gegen meine Versuche gemacht wurde. Es wird angeführt, daß die zur Untersuchung kommenden Strahlen nicht völlig homogen waren und daß gerade darin der Grund liege, daß ein lineares Absorptionsgesetz gefunden wurde.

Es läßt sich freilich in Praxis bei der Versuchsanordnung nicht vermeiden, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen innerhalb gewisser Grenzen variiert. Doch habe ich seit Veröffentlichung meiner Arbeit die Messungen auf β-Strahlen ausgedehnt, die viel homogener waren. Diese Versuche haben gezeigt, daß das lineare Absorptionsgesetz in diesem Falle sogar mit noch größerer Genauigkeit sich bestätigt als unter den früheren experimentellen Bedingungen. Aber selbst abgesehen von diesem experimentellen Resultate läßt es sich in einfacher Weise zeigen, daß eine ganz beliebige Mischung homogener β-Strahlgruppen nie nach einem linearen Gesetze absorbiert werden kann, wenn die Absorption jeder einzelnen Gruppe nach einem Exponentialgesetze erfolgt. Denn wenn man die Logarithmen der im Elektroskop gemessenen Ionisationsströme aufträgt als Funktion der Dicke der absorbierenden Substanz, so müßte die Kurve in diesem Fall konvex gegen den Nullpunkt des Koordinatensystems sein. In meinen Versuchen aber zeigt diese Kurve stets eine ausgesprochene konkave Krümmung. Es ist somit unmöglich, das lineare Absorptionsgesetz auf Grund derartiger Betrachtungen zu erklären.

Als zweiter Einwand wird angeführt, daß bei meiner Versuchsanordnung infolge Zerstreuung der β-Strahlen der beobachtete Ionisationsstrom viel rascher abnahm, als dem Exponentialgesetz entspräche.

Ich bin auf diesen Punkt in meiner Arbeit eingehend zu sprechen gekommen (Seite 617). Dort wurde ausgeführt, daß ein Aktiniumpräparat unter das Elektroskop gebracht und das Absorptionsgesetz für die ausgesandten β-Strahlen bestimmt wurde. Es ergab sich ein exponentielles Absorptionsgesetz mit einem Absorptionskoeffizienten 30 cm^{-1}. Dieser Wert stimmt mit dem überein, den man erhält, wenn die Absorption in der gewöhnlichen Weise gemessen wird. Nun fielen aber die β-Strahlen des Aktiniums in nahezu derselben Weise auf den absorbierenden Schirm auf, als wie bei den Versuchen, die ein lineares Absorptionsgesetz ergaben. Wenn daher der Einwand von Hahn und Meitner berechtigt wäre, daß nämlich die Zerstreuung der Strahlen der Grund für das lineare Absorptionsgesetz ist, so hätte sich auch für Aktinium ein solches Gesetz ergeben müssen.

Der dritte Einwand, der gemacht wurde, betrifft die wichtige Frage, ob β-Strahlen beim Durchgang durch Materie einen Geschwindigkeitsverlust erleiden oder nicht.

Es ist nötig, diesen Punkt eingehend zu besprechen, da Hahn und Meitner meine diesbezüglichen Versuche im einzelnen diskutieren.

Meine Versuchsanordnung ist aus Fig. 2 meiner Arbeit ersichtlich und ist auch in der Erwiderung von Hahn und Meitner als Fig. 1 wiedergegeben. β-Strahlen des aktiven Niederschlags der Radiumemanation wurden durch ein Magnetfeld ausgeblendet und gelangten in das Elektroskop E. Es wurde dann die Intensität der im Elektroskop erzeugten Ionisation für verschiedene Stärken des magnetischen Feldes gemessen. Die Kurve, die erhalten wurde, ist in Fig. 2 (Hahn und Meitner) bezw. Fig. 11 (Wilson) wiedergegeben (Kurve a). Aluminiumfolien von 0,489 mm bzw. 1,219 mm Dicke wurden dann direkt unter dem Elektroskop in den Strahlengang eingeschaltet und wieder die Ionisation in Abhängigkeit von der Feldstärke bestimmt. Diese Kurven sind in der Figur als b und c bezeichnet. Wenn aber die Folien an der mit J bezeichneten Stelle eingeschaltet wurden, so daß also die Strahlen zuerst diese Folien zu durchdringen hatten, und dann in das Magnetfeld eintraten, so wurden die mit d und e bezeichneten Kurven erhalten.

Hahn und Meitner schließen nun, daß keine Geschwindigkeitsänderung der Strahlen stattfindet, weil die Maxima der Kurven a, d und e für nahezu dieselbe magnetische Feldstärke eintreten.

Ich bin nicht in der Lage, die Gründe erkennen zu können, die zu einer derartigen Schlußweise berechtigen. Anscheinend haben Hahn und Meitner die verschieden starke Absorption der langsamen und schnellen β-Strahlen nicht in Betracht gezogen. Die Verschiebung des Maximums hängt von zwei Faktoren ab, erstens von der Geschwindigkeitsänderung der Strahlen, und zweitens von der ungleichen Absorption, die für die langsamen Strahlen größer ist als für die schnelleren. Der erste Faktor bewirkt eine Verschiebung des Maximums nach der Seite der geringeren Feldstärke, der zweite eine solche nach der Seite der größeren Feldstärke. Wenn daher die Absorptionsfolien an die Stelle J gebracht werden, so erhalten wir den gemeinsamen Effekt der beiden Faktoren,

Digitized by Google

und wenn die Folien unmittelbar unter das Elektroskop gebracht werden, so ist nur die Absorption allein von Einfluß. Falls also keine Änderung der Geschwindigkeit stattfände, müßte man in beiden Fällen identische Kurven erhalten.

Wir wollen nun noch in derselben Weise wie Hahn und Meitner zwei Strahlengruppen von den Intensitäten J_1 bezw. J_2 betrachten, wobei wir die Annahme machen, daß die Strahlen der Gruppe J_1 leichter absorbiert werden als die Strahlen der Gruppe J_2. Für eine gewisse Stärke des Magnetfeldes besitze die Intensität der Strahlung, die von Gruppe J_1 herrührend auf die Öffnung des Elektroskopes auffällt, den Wert $\alpha_1 J_1$, wobei α_1 von der Geschwindigkeit der Strahlen, von den geometrischen Bedingungen der experimentellen Anordnung und von der Feldstärke allein abhängt. Wenn nun eine Folie unmittelbar vor dem Elektroskop in den Strahlengang gebracht wird, so ist die durchgelassene Strahlung $\beta_1 \alpha_1 J_1$, wobei β_1 nur von der Absorbierbarkeit dieser Strahlen abhängt. In ähnlicher Weise ist die durchgelassene Intensität der zweiten Strahlengruppe $\beta_2 \alpha_2 J_2$, und folglich die Gesamtintensität, die im Elektroskop zur Messung gelangt, $\alpha_1 \beta_1 J_1 + \alpha_2 \beta_2 J_2$.

Bringt man nun aber die Folie bei J derartig in den Strahlengang, daß die Strahlen zuerst die Folie durchdringen und dann in das Magnetfeld eintreten, so ist die Intensität der beiden Gruppen beim Eintritt in das Feld $\beta_1 J_1$ bzw. $\beta_2 J_2$. Wenn nun die Geschwindigkeit sich beim Durchgang durch die Materie nicht verringert und das Magnetfeld ungeändert bleibt, so treten diese Strahlen mit den Intensitäten $\alpha_1 \beta_1 J_1$ und $\alpha_2 \beta_2 J_2$ in das Elektroskop ein. Die Gesamtintensität ist also gleich $\alpha_1 \beta_1 J_1 + \alpha_2 \beta_2 J_2$. Das ist genau derselbe Wert, der im ersten Falle erhalten wurde, wo die Folie unmittelbar unter dem Mikroskop eingeschoben war. Die beiden Kurven müßten daher zusammenfallen, wenn keine Geschwindigkeitsänderung stattgefunden hat. Hat sich aber die Geschwindigkeit verringert, so muß das Maximum für die Kurven, bei denen die Folie sich an der Stelle J befand, für geringere Feldstärken eintreten als für die Kurven, wo die Folie unmittelbar unter dem Elektroskop eingeschaltet war.

Diese Verschiebung des Maximums und damit die Änderung der Geschwindigkeit ist durch die Versuche erwiesen worden.

Am Ende ihrer Erwiderung bemerken Hahn und Meitner:

„Hätte Wilson die Versuche im magnetischen Felde mit homogenen β-Strahlen ausgeführt, so hätte er überhaupt keine Verschiebung des Maximums gefunden."

Während der letzten Monate habe ich weitere Versuche in dieser Richtung ausgeführt und folgendes gefunden. Wenn man homogene β-Strahlen durch ein Magnetfeld ausblendet und dann ihre Geschwindigkeit in einem zweiten Magnetfeld mißt, so zeigt sich eine Verschiebung des Maximums nach der Seite der geringeren Feldstärke, wenn Folien in den Strahlengang zwischen den beiden Magnetfeldern eingeschaltet werden. Werden dagegen Folien unmittelbar unter das Elektroskop gebracht, so zeigt sich so gut wie keine Verschiebung des Maximums. Das beweist, daß die Strahlen nahezu homogen waren. Die Geschwindigkeitsabnahme selbst war genau von der Größe, die nötig ist, um den Absorptionskoeffizienten in der durch das lineare Absorptionsgesetz bestimmten Weise zu ändern.

Hahn und Meitner führen außerdem als Stütze ihrer Versuche eine Arbeit von Makower[1]) an, in der gezeigt wird, daß man dasselbe Absorptionsgesetz erhält, gleichgültig, ob man die Ionisation mißt oder die Zahl der austretenden β-Teilchen. Dieser Versuch zeigt nur, daß die Absorption der β-Strahlen in einer vollständigen Hemmung eines gewissen Teils der β-Teilchen besteht; er kann jedoch nicht als Stütze für die eine oder andere der oben besprochenen Ansichten angeführt werden.

Auch die Versuche von H. W. Schmidt, die als Beweis dafür angeführt werden, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen sich nicht ändert, sind, wie ich schon früher gezeigt habe, nicht stichhaltig. Es ist von Interesse, hier darauf hinzuweisen, daß Schmidt[2]) selbst in einer neuen Arbeit zu dem Schluß gelangt, daß die Geschwindigkeit der Strahlen beim Durchgang durch Materie abnimmt.

Außerdem möchte ich noch folgenden Punkt anführen. Nach der Hypothese von Hahn und Meitner würden die Strahlen von Radium B und C aus einer Reihe von Strahlengruppen bestehen, wobei jeder Gruppe eine bestimmte Geschwindigkeit zukäme. Man sollte dann erwarten, daß die photographischen Aufnahmen von Kaufmann und Bucherer eine Reihe von Banden zeigen würden und nicht, wie es in der Tat der Fall war, eine kontinuierliche Intensitätsänderung von einer Geschwindigkeit zur benachbarten.

Die Differenz zwischen der von Hahn und Meitner entwickelten Ansicht und meiner eignen besteht nicht in einem Unterschied in den experimentellen Resultaten selbst, sondern vielmehr in einem Unterschied in der Interpretation der Resultate. Ich selbst bin überzeugt, daß homogene β-Strahlen nicht nach einem Exponential-

1) Phil. Mag. **17**, 171, 1909.
2) Diese Zeitschr. **10**, 929, 1909.

Digitized by Google

gesetz absorbiert werden und ferner, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen beim Durchgang durch Materie eine deutliche Abnahme erfährt.

Physikalisches Institut der Universität Manchester.

(Eingegangen 6. Januar 1910.)

Berichtigung.

In dem Artikel des Herrn P. Zeeman, Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation magnetisch zerlegter Linien, diese Zeitschr. 11, 1, 1910, soll auf S. 7, linke Spalte, Z. 36 v. o. hinter Absorptionsbanden folgen: „der Verbindungen der seltenen Erden" und Zeile 40 sollen diese Wörter gestrichen werden.

Tagesereignisse.

Der **Verband Deutscher Elektrotechniker** hält in der Zeit vom 25. bis 28. Mai 1910 in Braunschweig seine XVIII. Jahresversammlung ab. Der Gewohnheit der letzten Jahre entsprechend, wird auf jeder Versammlung ein besonderes Thema behandelt, und zwar diesmal „Die Elektrizität in der Landwirtschaft und ihre Beziehung zu den Überlandzentralen".

Leonhardi Euleri opera omnia. Herausgegeben von der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft unter Redaktion von F. Rudio, A. Krazer und P. Stäckel. 43 Bände, zu je etwa 60 Bogen. 4 Subskriptionspreis für jeden Band n. M. 20.—. Nach Erscheinen des ersten Bandes tritt eine Erhöhung des Bandpreises ein. Der erste Band, Algebra, herausgegeben von Heinrich Weber, wird voraussichtlich Ende 1910 erscheinen, das ganze Werk in etwa 10—12 Jahren vollendet sein.

Erste Reihe: Reine Mathematik.

A. Arithmetik und Algebra (5 Bände).

I. Anleitung zur Algebra, 1 Band.
II. Arithmetische Abhandlungen, 3 Bände.
III. Algebraische Abhandlungen
IV. Wahrscheinlichkeitsrechnung; Versicherungswesen } zusammen 1 Band.

B. Analysis (11 Bände).

I. Lehrbücher, 4 Bände.
II. Reihen, Produkte und Kettenbrüche, 2 Bände.
III. Integrale:
Erste Abteilung, 2 Bände.
Zweite Abteilung, Elliptische Integrale, 1 Band.
IV. Differentialgleichungen, 1 Band.
V. Variationsrechnung, 1 Band.

C. Geometrie (2 Bände).

I. Elementare Geometrie; Trigonometrie; algebraische Kurven
II. Anwendungen der Differential- und Integralrechnung auf die Geometrie } zusammen 2 Bände.

Zweite Reihe: Mechanik; Astronomie.

A. Mechanik (11 Bände).

I. Lehrbücher, 2 Bände.
II. Prinzipien der Mechanik
III. Mechanik materieller Punkte } zusammen 1 Band.
IV. Mechanik starrer Körper, 1 Band.
V. Mechanik biegsamer und elastischer Körper, 2 Bände.
VI. Mechanik flüssiger und luftförmiger Körper, 1 Band.
VII. Angewandte Mechanik:
Erste Abteilung, Selbständige Werke, 2 Bände.
Zweite Abteilung, Abhandlungen, 2 Bände.

B. Astronomie (5 Bände).

I. Allgemeine Untersuchungen zum Dreikörperproblem, 1 Band.
II. Spezielle Bahnbestimmungen, 3 Bände.
III. Sphärische Astronomie; Parallaxe; Astrophysik, 1 Bd.

Dritte Reihe: Physik; Werke verschiedenen Inhalts; Briefwechsel.

A. Physik (4 Bände).

I. Akustik; Wärme; Licht; Magnetismus, 1 Band.
II. Optische Instrumente, 3 Bände.

B. Werke verschiedenen Inhalts (2 Bände).

I. Briefe an eine deutsche Prinzessin, 1 Band.
II. Sonstige Veröffentlichungen verschiedenen Inhalts, 1 Band.

C. Briefwechsel (3 Bände).

Briefwechsel mit d'Alembert, Daniel Bernoulli, Johann Bernoulli, Nicolaus Bernoulli, Goldbach, Lagrange usw.

Die Schweizer Naturforschende Gesellschaft hat die Vorarbeiten zu dem großen Werke, für das ein wesentlicher Teil der erforderlichen Mittel im Subskriptionswege beschafft worden ist, beendet. Mit dem Verlag des großen Unternehmens ist die Firma B. G. Teubner in Leipzig betraut.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule München für Astrophysik Dr. O. von und zu Aufseß.

Ernannt: Der Privatdozent an der Hochschule für Bodenkultur in Wien Dr. Emil Hellebrand zum a. o. Professor für darstellende Geometrie und niedere Geodäsie an dieser Hochschule, Dr. Walter Knoche in Berlin zum Direktor des neugegründeten Meteorologischen und Physikalischen Zentralinstituts in Santiago (Chile), der Privatdozent an der Technischen Hochschule in München Dr. Heinz Egerer zum Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule in Drontheim.

Verliehen: Dem Privatdozenten für medizinische Chemie an der Universität Wien Dr. Siegmund Fränkel der Titel Professor, dem ord. Professor der Physik an der Universität Wien Dr. Franz Exner der Titel und Charakter eines k. k. Hofrates.

Gestorben: Der frühere Präsident der American Chemical Society Dr. Ch. B. Dudley in Neuyork, der Professor der Physik an der Universität Paris H. Pellat.

Aus der Adolf Salomonsohnstiftung, welche den Zweck hat, **„Beihilfen zu gewähren behufs Förderung wichtiger Arbeiten auf den Gebieten der Naturwissenschaften (einschließlich Biologie und Medizin) durch hervorragend tüchtige Kräfte, denen für die längere Dauer der Forschungen genügende Mittel nicht zur Verfügung stehen"** sind stiftungsgemäß bis zu 2300 Mark zur Verwendung verfügbar.

Bewerbungen sind bis zum 1. März 1910 schriftlich an den Wirklichen Geheimen Ober-Regierungsrat Dr. Schmidt in Berlin, Unter den Linden 4, mit der Aufschrift Adolf Salomonsohn-Stiftungssache zu richten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

3852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

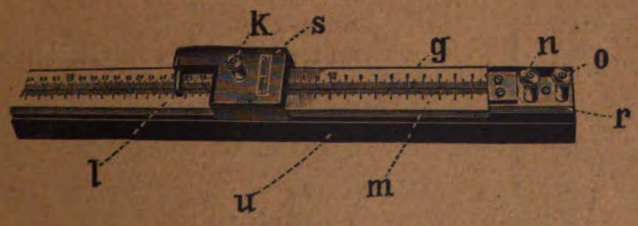
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 4. 15. Februar 1910. No. 314. 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezialkatalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer . . . . . M. 60.—
Ablesefernrohr mit Skala . . . . . M. 40.—
Gleitdraht (Stromkompensator [siehe Figur]) . . . . . **M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm . M. 32.—

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Verlagsbuchhandlung Gebrüder Borntraeger in Berlin, betreffend: Fortschritte der Chemie. Neue Folge. I.

Digitized by Google

REGISTER:

(N. = Naturforscherversammlung; B. = Besprechung.)

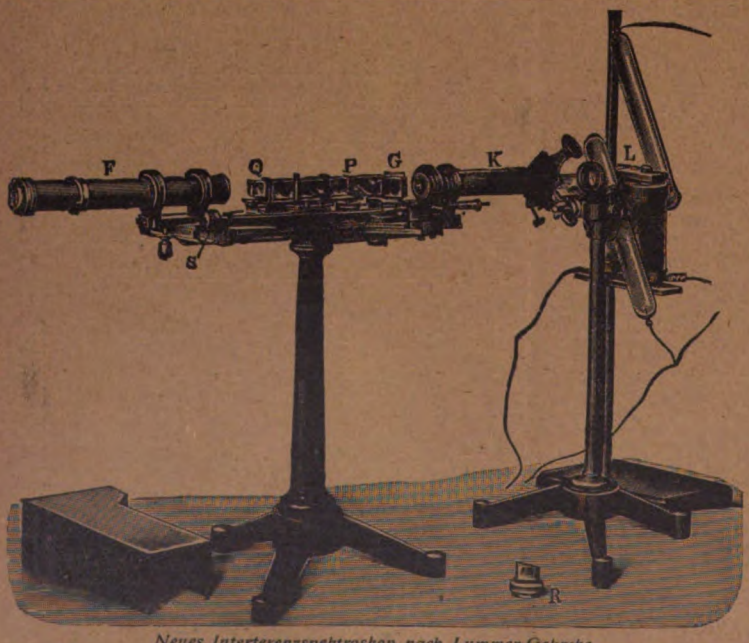
Seite

Aktivität: Westwanderung seismischer und vulkanischer —, v. W. Krebs 134
— Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer —, v. A. Ansel 135
Ansel, A., Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität 135
Argon: Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von —, v. W. Hillers . . 133
Bangert, K., Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie 123
Barkhausen, H., Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom 130
Bruch: Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des — von Glasgegenständen, v. L. Gabelli. I. 117
Chabot, J. J. T., Meßmethoden für den Wechselstromerdinduktor 132
Detektoren: Eigenschaften der wichtigsten — der drahtlosen Telegraphie, v. K. Bangert 123
Dissymmetrische Emission: Weitere Beobachtungen über die — von Röntgenstrahlen, v. J. Stark 107
Drahtlose Telegraphie: Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der —, v. K. Bangert 123
Elektrische Uhren, v. A. Tobler. (B.) 143
Emission: Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische — von Röntgenstrahlen, v. J. Stark . . . 107
Emissionsvermögen: Über die Änderung des — der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot, v. H. Rubens. (N.) 139
Erdinduktor: Meßmethoden für den Wechselstrom- —, J. J. T. Chabot 132
Föppl, A., Vorlesungen über technische Mechanik. IV. VI. (B.) 141
Funkenspektrum: Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im — des Wismuts, v. H. Rausch v. Traubenberg 105
Gabelli, L., Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen. I. 117
Glasgegenstände: Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von —, v. L. Gabelli. I. 117

Seite

Gleichstrom: Umwandlung von Wechselstrom in —, v. H. Barkhausen 130
Gleichstrombetrieb: Über Spektralröhren für —, v. H. Konen u. W. Jungjohann 112
Gripenberg, W. S., Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes 132
Hillers, W., Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von Argon 133
Jungjohann, W. u. H. Konen, Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb 112
Konen, H. u. W. Jungjohann, Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb 112
Konvektionsstrom: — und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie, v. A. Weber 134
Krebs, W., Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität 134
Loschmidtsche Zahl: Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der — durch die gastheoretischen Daten von Argon, v. W. Hillers 133
Mechanik: Vorlesungen über technische —, v. A. Föppl. IV. VI. (B.) 141
Mente, O. u. A. Warschauer, Die Anwendung der Photographie für die archivalische Praxis. (B.) . . 144
Meßmethoden für den Wechselstromerdinduktor, v. J. J. T. Chabot 132
Metalle: Über die Änderung des Emissionsvermögens der — mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot, v. H. Rubens. (N.) 139
Photographie: Die Anwendung der — für die archivalische Praxis, v. O. Mente u. A. Warschauer. (B.) 144
Planck: Eine Bestätigung des von M. — berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von Argon, v. W. Hillers . . 133
Rausch v. Traubenberg, H., Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts 105
Relativitätstheorie: Konvektions- und Röntgenstrom in der —, v. A. Weber 134

(Fortsetzung Seite III.)



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Franz Schmidt & Haensch,

Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 16.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

	Seite
Röntgenstrahlen: Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von —, v. J. Stark	107
Röntgenstrom: Konvektions- und — in der Relativitätstheorie, v. A. Weber	134
Rubens, H., Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot. (N.)	139
Seismische Aktivität: Westwanderung — und vulkanischer Aktivität, v. W. Krebs	134
— Zur Frage der Westwanderung — und vulkanischer Aktivität, v. A. Ansel	135
Selenzelle —: mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes, v. W. S. Gripenberg	132
Spektrallinien: Über das Auftreten gekrümmter — im Funkenspektrum des Wismuts, v. H. Rausch v. Traubenberg	105
Spektralröhren: Über — für Gleichstrombetrieb, v. H. Konen u. W. Jungjohann	112
Stark, J., Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen	107
Telegraphie: Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen —, v. K. Bangert	123
Tobler, A., Elektrische Uhren. (B.)	143
Uhren: Elektrische —, v. A. Tobler. (B.)	143
Ultrarot: Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des —, v. H. Rubens. (N.)	139
Vulkanische Aktivität: Westwanderung seismischer und —, v. W. Krebs	134
— Zur Frage der Westwanderung seismischer und —, v. A. Ansel	135
Warschauer, A. u. O. Mente, Die Anwendung der Photographie für die archivalische Praxis. (B.)	144
Weber, A., Konvektions- und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie	134
Wechselstrom: Umwandlung von — in Gleichstrom, v. H. Barkhausen	130
Wechselstromerdinduktor: Meßmethoden für den —, v. J. J. T. Chabot	132
Wismut: Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des —, v. H. Rausch v. Traubenberg	105

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

Herausgegeben von Prof. **J. Stark** in Aachen

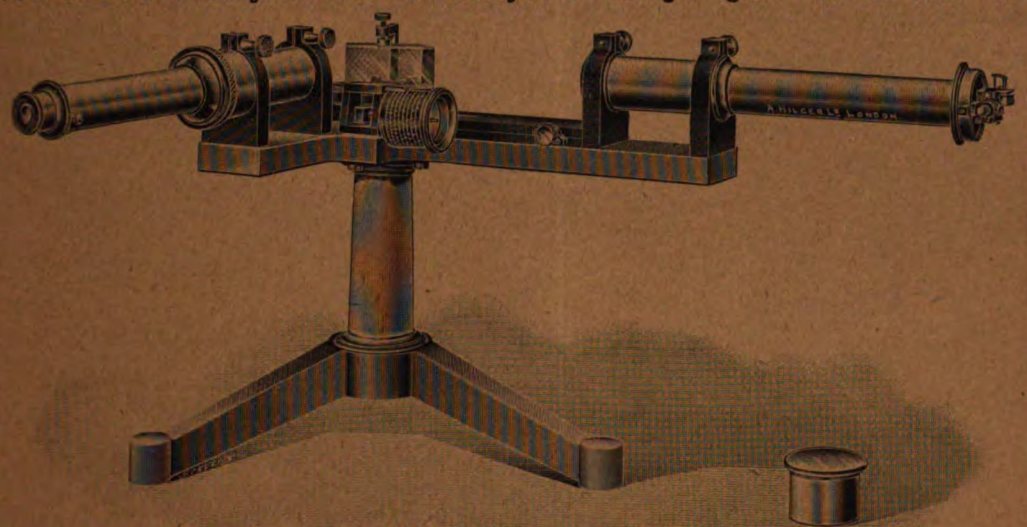
Preisermäßigung für neueintretende Subskribenten

Die bisher erschienenen sechs Bände werden bis Ende 1910 anstatt für 95 Mark für 65 Mark geliefert.

Spektrometer mit Wellenlängen-Ablesung

speziell für die Verwendung mit folgenden Hülfsapparaten eingerichtet:

(1) **kleines Stufengitter nach Michelson,**
(2) **kleine Parallelplatte nach Lummer-Gehrcke,**
(3) **Etalon nach Fabry u. Perot mit Hohlzylinder aus Quarzglas zwischen den Platten.**



Die drei Hülfsapparate sind auf Wunsch auch ohne das Spektroskop erhältlich. Ausführl. Beschreibg. auf Verlangen franko.

ADAM HILGER, Ltd., 75A Camden Road, London, NW.

Illustrierte Preisliste über Spektrometer und spektroskopische Apparate aller Art postfrei.

Digitized by Google

F. Sartorius, Göttingen.

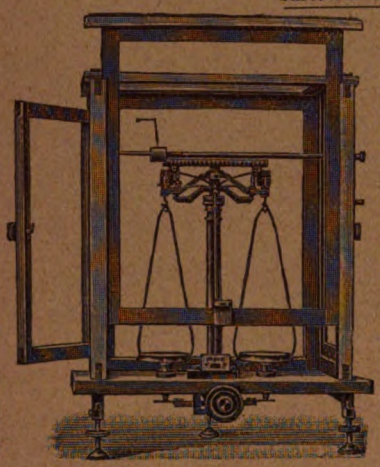
Vereinigte Werkstätten für wissenschaftl. Instrumente

von F. Sartorius, A. Becker und Ludwig Tesdorpf.

Waagen und Gewichte für wissenschaftliche, chemische und technische Zwecke.

Specialität: **Analysenwaagen** nur eigener bewährtester Construction. Man verlange ausdrücklich Original-Sartorius-Waagen, da Nachahmungen in den Handel gebracht werden.

Sartorius' neuer Wärmekasten



zum Brüten von Bacillen und zum Einbetten mikroskopischer Präparate in Paraffin für beliebiges Heizmaterial, unabhängig von Gasleitung mit vielfach prämiirter Wärmeregulirung.

Auf allen beschickten Ausstellung. präm., zuletzt Weltausstellung Brüssel, Diplome d'honneur und Preis 500 Frs., für beste Construction in Feinwaagen.

PARIS: Goldene Medaille, St. LOUIS: Grand Prix und goldene Medaille.

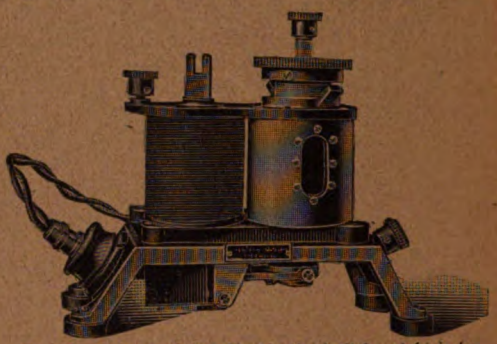
Kataloge in drei Sprachen gratis und franko.

Vertreter in allen Ländern.

Kunsch & Jaeger

G. m. b. H.

Rixdorf-Berlin, Kaiser Friedrichstr. 218.



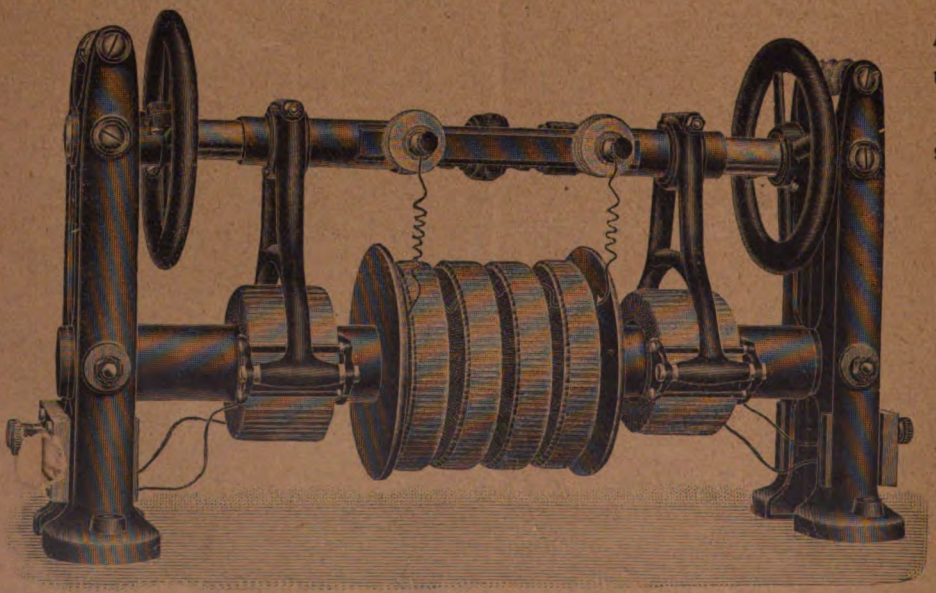
Experimentiergenerator für kontinuierliche elektrische Schwingungen mit automatischer Zündung.

Sämtliche Apparate für

drahtlose Telegraphie und Telephonie. Komplette Stationen.

Preislisten auf Wunsch kostenlos.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D. R. P.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1910. Redaktionsschluß für No. 5 am 21. Februar 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Rausch von Traubenberg, Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts. S. 105.

J. Stark, Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen. S. 107.

H. Konen u. W. Jungjohann, Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb. S. 112.

L. Gabelli, Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen. I. Teil. S. 117.

K. Bangert, Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie. S. 123.

H. Barkhausen, Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom. S. 130.

J. J. T. Chabot, Meßmethoden für den Wechselstrominduktor. S. 132.

W. S. Gripenberg, Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes. S. 132.

W. Hillers, Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von Argon. S. 133.

A. Weber, Konvektions- und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie. S. 134.

W. Krebs, Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität. S. 134.

A. Ansel, Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität. S. 135.

Vorträge und Diskussionen von der 81. Naturforscherversammlung zu Salzburg:

H. Rubens, Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot. S. 139.

Besprechungen:

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. Bd. IV. S. 141.

A. Tobler, Elektrische Uhren. S. 143.

O. Mente u. A. Warschauer, Die Anwendung der Photographie für die archivalische Praxis. S. 144.

Tagesereignisse. S. 144.

Berichtigung. S. 144.

Personalien. S 144.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts.

Von Heinrich Rausch von Traubenberg.

Bei einer Untersuchung über das Aussehen der Spektrallinien beim Funkenspektrum der Metalle[1]): *U, Bi, Mg, Sn, Sb, Tl, Cd, Al, Zn, Fe, Cu, Te,* war mir aufgefallen, daß im Blau gelegene Funkenlinien des Wismuts eine Krümmung zeigten, und zwar in der Art, daß die der Mitte des Funkens angehörenden Teile Licht von kürzerer Wellenlänge emittierten wie die in der Nähe der Pole befindlichen Teile. Der Übergang ist dabei, von helleuchtenden Punkten abgesehen, die unmittelbar auf den Elektroden sitzen, ein in der spektralen Lichtverteilung stetiger von den Polen bis zur Mitte der Funkenbahn. Die Funkenstrecke mit Wismutelektroden, durch welche sich eine oder zwei mittelgroße Leidener Flaschen unter Verwendung kurzer Zuleitungsdrähte entluden, befand sich parallel zum Spalt. Von dieser wurde nun entweder ein verkleinertes Bild auf den Spalt (parallel zu ihm) entworfen, oder es wurde die Funkenstrecke ohne Verwendung von Linsen ganz nahe an den Spalt herangebracht. was ungefähr dieselbe Wirkung ergibt, wie eine Abbildung der Lichtquelle auf dem Spalt[2]). Der Spektralapparat[3]) bestand aus einem großen Rowlandschen Gitter 99 × 66 mm mit 15031 Strichen pro Zoll, welches im Physikalischen Institut der Petersburger Akademie der Wissenschaften, mit entsprechend großem Kollimator und Fernrohr versehen, in einem gegen Temperatureinflüsse geschützten Raum fest aufgestellt war. Der Apparat war mit einer Vorrichtung zur photographischen Aufnahme der Spektra versehen.

In der beigefügten Figur sind Reproduktionen der erhaltenen Spektrogramme wiedergegeben.

No. I ist das Spektrum zweiter Ordnung des Zinks; es dient als Vergleichsspektrum und zur Orientierung über die Lage der in Frage kommenden Linien.

No. II ist das Spektrum zweiter Ordnung des Wismuts; die Funkenlänge betrug im Mittel 4—7 mm (sie vergrößerte sich während des Betriebes durch Abbrennen etwas). Der Funke wurde durch Linsen auf dem Spalt abgebildet, die Expositionszeit betrug 8—9 Minuten. Die krummen Linien sind mit einem † und mit No. 1 und No. 2 bezeichnet. No. 2 ist nicht ganz sicher, da sich außerordentlich nahe bei der fraglichen Linie eine Luftlinie befindet.

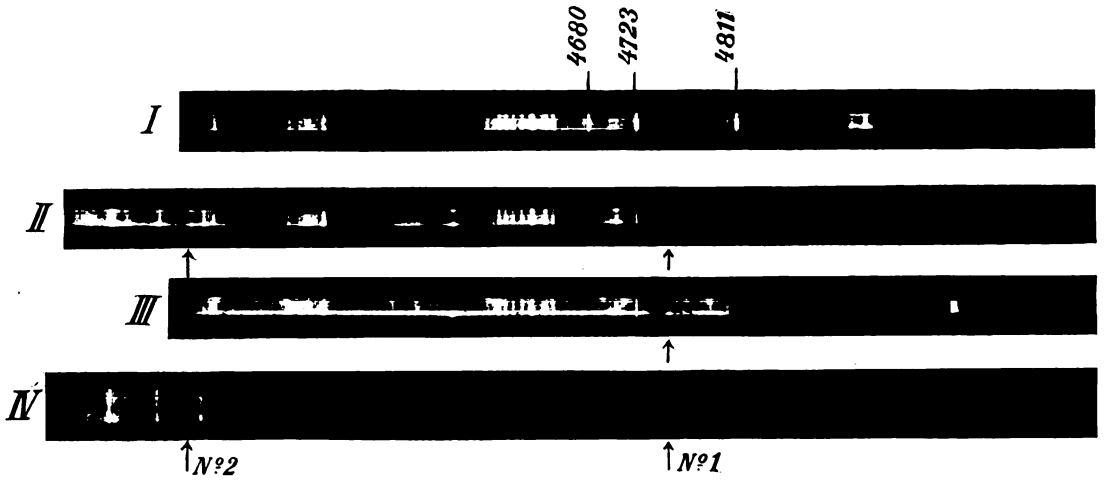
No. III zeigt das Spektrum zweiter Ordnung eines Antimon-Wismut-Funkens (die eine Elektrode bestand aus *Bi*, die andere aus *Sb*). Die Funkenlänge betrug etwa 4,5 mm, die Expositionsdauer etwa 14 Minuten; der Funke ist ebenfalls auf dem Spalt abgebildet. Die ge-

1) Ich gedenke darüber an anderer Stelle zu berichten.

2) Das Konkavgitter ist zu solchen Versuchen ungeeignet; siehe H. Kayser, Spektroskopie, Bd. I, S. 163, und Bd. II, S. 239.

3) Die Linsen halten je 150 cm Fokaldistanz und 12,2 cm Durchmesser. Über den Apparat siehe auch Fürst B. Galitzin, Bulletin de l'Acad. Imp. des sciences de St. Petersbourg, V. Serie, Bd. XVIII, No. 2, Febr. 1903.

Digitized by Google



krümmte Linie, es ist nur Nr. 1 sichtbar, erstreckt sich nur bis zur Mitte der Funkenbahn[1]).

No. IV ist das Funkenspektrum des Wismuts zweiter Ordnung; der Funke von etwa 4,5 mm Länge wurde bei dieser Aufnahme nicht auf dem Spalt abgebildet, sondern befand sich direkt vor demselben: Expositionsdauer etwa 5 Minuten.

Auch im untersuchten Teil des Antimon-, Tellur-, vielleicht auch des Zinkspektrums, zeigen manche Linien bei der benutzten Anordnung Krümmungen, doch konnte nicht mit Sicherheit festgestellt werden, ob eine Krümmung nicht nur scheinbar dadurch zustande kommt, daß kurze Elektrodenlinien mit sehr nahe benachbarten Linien ineinander übergehen. Bei den anderen Metallen waren keine Anzeichen von Krümmungen zu bemerken, in einem Wellenlängenbereich, wie ihn die beigegebenen Spektrogramme umfassen.

In den älteren Funkenaufnahmen von Hartley[2]) finden sich bei manchen Metallen ebenfalls gekrümmte Spektrallinien (manchmal ist die Mitte scheinbar auch nach Rot verschoben); doch wurden die Funken nicht auf dem Spalt abgebildet, und war die von ihm benutzte Dispersion wohl zu gering, um die Frage einer wirklichen Krümmung ganz einwandfrei zu entscheiden. Wodurch die Krümmung hervorgerufen wird, soll hier vorläufig unentschieden bleiben; jedenfalls kann man die Variation der elektrischen, thermischen und insbesondere der Druckverhältnisse im Funken längs der Entladungsbahn als Teilursachen für das Zustandekommen stetig veränderlicher Emissionsbedingungen ansehen. Nach ihrem Aussehen stammen die Linien aus dem Inneren des Funkens; der Funke selbst erscheint in der Nähe der Elektroden zusammengeschnürt und in der Mitte verdickt, wodurch sehr wohl folgen könnte, daß in der Nähe der Pole ein höherer Druck herrscht, wie in der Mitte des Funkens, was gerade eine Verbiegung der Linie hervorrufen würde, wie sie hier vorliegt, und wie sie nach Experimenten über Linienverschiebungen mit steigendem Druck zu erwarten wäre. Ob noch mehr ev. zusammengehörige Linien Krümmungen zeigen, müßte durch Ausdehnung der Versuche auf größere Spektralbezirke erwiesen werden[1]). Die Versuche wurden im Physikalischen Laboratorium der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg ausgeführt. Dem Direktor dieses Laboratoriums, Fürsten B. Galitzin, sage ich auch an dieser Stelle für sein überaus liebenswürdiges Entgegenkommen meinen besten Dank.

1) Bei Verwendung einer *Bi-Cd*-Legierung als Elektrodenmaterial war die gekrümmte Linie ebenfalls erkennbar.

2) W. N. Hartley, The scientific Trans. of the Roy. Dublin Soc., Vol. I, Ser. II, 1881. Siehe auch N. A. Kent, Astrophys. Journ. **17**, 286, 1903, wo für die Wellenlängen, die die Mitte eines Titanfunkens emittiert, kleinere Werte gefunden werden, wie für die Teile in der Nähe der Elektroden, der Funke befand sich jedoch senkrecht zum Spalt; die gefundenen Unterschiede sind wesentlich geringer wie im beschriebenen Fall.

1) Daß die Krümmung durch Dopplereffekt hervorgerufen sein könnte, erscheint sehr unwahrscheinlich; die Teilchen müßten in diesem Fall durch die Explosionswirkung des Funkens mit einer zur Mitte der Funkenbahn stetig wachsenden Geschwindigkeit in einer zur Funkenstrecke senkrechten Richtung bewegt werden.

(Eingegangen 2. Februar 1910.)

Digitized by Google

Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen.

Von J. Stark.

Die ersten Beobachtungen[1]) über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen habe ich mit einer gewöhnlichen Röntgenröhre erhalten, bei der die Dicke der Glaswand in der Beobachtungsebene mit dem Azimut variierte; durch Ermittlung des Absorptionsindex von Glas wurden diese Beobachtungen auf Gleichheit der Absorption korrigiert. Die Resultate wurden bestätigt durch Aufnahmen mit einer Aluminiumkassette im Innern der Röntgenröhre. Diese Methode, den Film in das Innere der Röhre einzuführen, bietet indes erhebliche Schwierigkeiten. Um außerhalb der Röhre beobachten zu können, ohne auf die Absorption in der Glaswand Rücksicht nehmen zu müssen, verfuhr ich folgendermaßen.

Es wurden zunächst beim Glasbläser mehrere kugelförmige Röhren ausgesucht, welche in der Ebene senkrecht zur Achse des Ansatzrohres streng kreisförmig waren. Das Ansatzrohr wurde nicht, wie es bei der Herstellung der Röntgenröhren geschieht, als Rohr zur Aufnahme der Kathode benutzt, da von diesem Ansatzrohr weg nach der Äquatorialebene der Röhre zu die Dicke der Glaswand in der Regel beträchtlich abnimmt. Vielmehr wurde dieses Ansatzrohr als äußeres Rohr zur Aufnahme des Schliffrohres benützt, welches die Kohlenantikathode tragen sollte; in Fig. 1 ist dieses Schliffrohr punk-

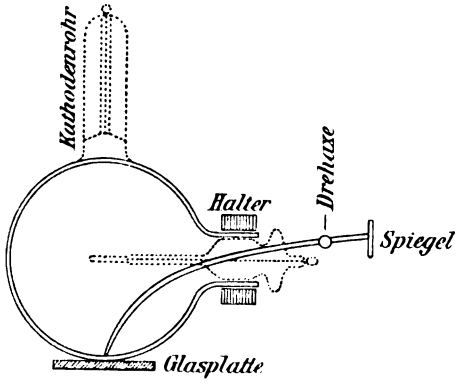


Fig. 1.

tiert eingezeichnet. Das Kathodenrohr dagegen sollte in jener Äquatorialebene in senkrechter Stellung zu dem dickwandigen Ansatzrohr angeschmolzen werden, wie in der Fig. 1 durch Punktierung angedeutet ist; denn es ist zu erwarten, daß die Variation der Dicke der Glaswand mit dem Azimut in jener Äquatorialebene im allgemeinen am geringsten ist. Inwieweit dies der Fall sei, wurde mit Hilfe der aus Fig. 1 ersichtlichen einfachen Anordnung geprüft. Die Spitze eines gekrümmten Hebelarmes drückte gegen die innere Seite der Glaswand, die äußere Seite lag auf einer Glasplatte auf; die Stellung des Hebelarmes wurde mit Hilfe von Spiegel, Fernrohr und Skala beobachtet, während die Röhre um das horizontale Ansatzrohr gedreht wurde; geeicht wurde diese Dicken-Meßvorrichtung, indem zwischen Glasröhre und Glasplatte ein 0,1 mm dickes Deckglas geschoben wurde. Eine der so untersuchten Röhren (Radius 6,45 cm) zeigte auf einem Halbkreis nur eine geringe Variation der Dicke der Glaswand; sie wurde in der oben angegebenen Weise zu einer Röntgenröhre verarbeitet.

Als Antikathode diente wieder eine 2 mm dicke Scheibe aus Buchenholzkohle, ihr Radius betrug wieder 1 cm. Der Betrieb der Röhre war derselbe wie bei den früheren Beobachtungen. Zur Aufnahme des photographischen Films diente eine kreisförmige Messingkassette von der aus der Fig. 2 ersichtlichen Form (Radius der Bildfläche 7,42 cm). Sie wurde so

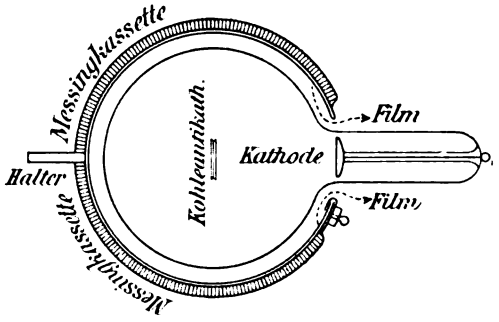


Fig. 2.

über die Röhre geschoben, daß ihre Mittelebene zusammenfiel mit der oben charakterisierten Äquatorialebene, in welcher die Dicke der Glaswand ausgemessen worden war; diese Mittelebene ging also durch das Kathodenstrahlbündel, welches die Röntgenstrahlen erzeugte. Der Film war in 0,1 mm dickes schwarzes Papier geschlagen. Auf der Vorderseite war sein mittleres Drittel unbedeckt, sein oberes Drittel von 0,4 mm dickem Aluminiumblech, sein unteres Drittel von 0,8 mm dickem Aluminiumblech bedeckt.

Nach Beendigung der Aufnahmen wurde die Kohlenantikathode aus 5 m Entfernung mit einem Fernrohr kleiner Brennweite anvisiert und der Schnitt ihrer Vorderseite mit dem Äquatorialkreis der Röhre durch zwei Marken auf der Glaswand markiert. Dann wurde die Kohlen-

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 902, 1909.

Digitized by Google

antikathode herausgenommen, an der Auftreffstelle der Kathodenstrahlen mit einem 2 mm weiten Loch versehen und darauf wieder in ihre frühere Stellung in der Röhre zurückgebracht. Darauf wurde durch das Loch in der Kohle hindurch die Ausgangsstelle der Kathodenstrahlen auf der Aluminiumkathode anvisiert und der Schnitt der Visierrichtung mit der äußeren Seite der Glaswand markiert. Dann wurde die Röhre längs der Äquatorialebene in zwei Halbkugeln zerschnitten; die eine Halbkugel wurde auf ein Blatt weißes Papier gesetzt; auf diesem wurde mit Bleistift ihr äußerer Umfang in der Äquatorialebene und die in dieser liegenden drei Marken aufgezeichnet. Mit dem Zirkel wurde der Mittelpunkt des Kreises aufgesucht; es ergab sich, daß er nicht in die Verbindungslinie der zwei Marken fiel, welche die Vorderseite der Kohlenantikathode festlegten, sondern er lag 1 mm von jener Linie entfernt hinter ihr. Damit war festgestellt, daß die Auftreffstelle der Kathodenstrahlen auf der Antikathode 1 mm vor dem Zentrum der Filmkrümmung lag; die Auftreffstelle selbst war kreisförmig und hatte einen maximalen Radius von 1,5 mm. Durch diese Exzentrizität der Auftreffstelle in bezug auf den photographischen Film waren also die Azimute $\varphi > 90^0$ gegenüber den Azimuten $\varphi < 90^0$ hinsichtlich der Intensität bevorzugt, wobei das Azimut φ einer Emissionsrichtung gegen die Richtung des Kathodenstrahlbündels gemessen ist. Die durch diese Exzentrizität bedingte Differenz der Intensitäten in verschiedenen Azimuten ist indessen gegen die Differenz aus anderen Gründen so gering, daß es sich wohl erübrigt, die unten mitgeteilten Schwärzungen in dieser Hinsicht zu korrigieren.

Weiter war zu untersuchen, ob die Auftreffstelle in der Mitte zwischen den zwei Marken lag, welche die Vorderseite der Kohlenantikathode auf der Glaswand markierten. Zu dem Zweck wurde die Kohlenantikathode in die zugehörige Röhrenhälfte wieder eingesetzt und der Abstand der Auftreffstelle von jeder der zwei Marken gemessen; es ergab sich Gleichheit der Abstände bis auf 0,5 mm.

Darauf wurde die mittlere Marke, welche die Kathodenstrahlrichtung angab, mit dem Mittelpunkt des Abstandes zwischen jenen zwei Marken verbunden; die Verbindungslinie gab nach dem Vorhergehenden die Richtung des Kathodenstrahlbündels, welches die Röntgenstrahlen erzeugte.

Nunmehr konnte untersucht werden, ob die Vorderseite der Kohlenantikathode, die einerseits auf der Außenseite der Glaswand, andererseits durch den Beginn des Kohleschattens auf dem Photogramm markiert war, genau normal zur Kathodenstrahlrichtung stand, ob sie also das Azimut $\varphi = 90^0$ hatte. Es ergab sich, daß dies nicht genau der Fall war, vielmehr hatte die Marke auf dem Halbkreis, für welchen später die Schwärzungen auf dem Photogramm bestimmt wurden, das Azimut 88^0.

Nachdem so auf dem Photogramm dieses Azimut des Beginns des Kohleschattens festgelegt war, konnten leicht mit Hilfe des bekannten Filmradius ($r\pi$ = Abstand der Mittelpunkte der Platindrahtschatten) die Azimute ermittelt werden. Ich schätze die Genauigkeit der so ermittelten unten angegebenen Azimute auf 3^0.

Nachdem in der vorstehenden Weise mit Hilfe der Marken auf der einen Kugelhälfte Zentrum des Films, Auftreffstelle und Azimut ermittelt waren, wurde die Dicke der Glaswand für verschiedene Azimute mikrometrisch gemessen. Es ergaben sich die in der nachstehenden Tabelle mitgeteilten Werte.

Azimut	Glasdicke mm	Azimut	Glasdicke mm
0^0	0,63	90	0,55
11,2	0,59	101,2	0,54
22,5	0,56	112,5	0,54
33,7	0,56	123,8	0,54
45	0,55	135	0,55
56,2	0,55	146,2	0,55
67,5	0,55	157,5	0,55
78,8	0,55		

Die Schwärzungen der Photogramme wurden mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers von 5^0 zu 5^0 Azimutdifferenz ermittelt, und zwar wurde entlang der Mittellinie des mittleren Schwärzungsstreifens photometriert und entlang den äußeren Schwärzungsstreifen in 2 mm Abstand von der Grenze gegen den mittleren Schwärzungsstreifen. Die Photometrierung der hier diskutierten sowie der früheren Röntgenphotogramme verdanke ich Herrn Dr. W. Steubing.

In der nachstehenden Tabelle sind die Schwärzungen von vier an derselben Röhre aufgenommenen Photogrammen mitgeteilt. Hinter „Schleier" in der Azimutkolumne ist die Schwärzung mitgeteilt, welche die Films an Stellen zeigten, die durch 0,8 mm dickes Aluminiumblech und durch 0,9 mm dickes Messingblech vor primären Röntgenstrahlen geschützt waren. Nach meiner Ansicht rührt diese Schleierschwärzung von der Entwicklung her. Denn da die Röntgenstrahlen abweichend von den Lichtstrahlen wegen ihrer geringen Absorption fast gleichmäßig durch die ganze photographische Schicht wirken, so entwickelte ich lange, um auch die tieferliegenden Schwärzungen herauszuholen. Es ist bemerkenswert, daß bei nicht intensiven Strahlungsschwärzungen die Schleierschwärzung mit der Schwärzung im Platindraht-

Digitized by Google

Schwärzungen.

a ohne Aluminiumschirm, *b* hinter 0,04 cm, *c* hinter 0,08 cm Aluminium.

Azimut	Aufnahme I			Aufnahme II			Aufnahme III			Aufnahme IV		
	a	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*
0°	1,82	1,24	0,65	2,03	1,59	1,13	1,93	1,66	1,30	2,31	2,03	1,69
5	1,87	1,24	0,71	2,05	1,63	1,15	1,98	1,69	1,39	2,45	2,08	1,73
10	1,96	1,36	0,73	2,13	1,66	1,23	2,03	1,73	1,43	2,46	2,09	1,79
15	2,05	1,38	0,81	2,18	1,68	1,29	2,02	1,72	1,42	2,48	2,09	1,78
20	2,06	1,40	0,81	2,22	1,64	1,28	2,00	1,67	1,39	2,43	2,05	1,74
25	2,06	1,39	0,85	2,15	1,64	1,25	1,98	1,65	1,39	2,46	2,01	1,69
30	2,10	1,42	0,84	2,17	1,65	1,29	1,92	1,64	1,36	2,43	1,99	1,71
35	2,11	1,42	0,89	2,21	1,63	1,29	1,99	1,62	1,37	2,38	1,99	1,72
40	2,23	1,49	0,92	2,22	1,68	1,36	1,91	1,61	1,35	2,35	1,97	1,70
45	2,23	1,53	0,95	2,31	1,69	1,40	1,92	1,63	1,36	2,29	1,95	1,70
50	2,31	1,54	0,96	2,32	1,65	1,34	1,93	1,60	1,36	2,31	1,97	1,68
55	2,43	1,51	0,96	2,33	1,70	1,36	1,92	1,58	1,35	2,29	1,95	1,65
60	2,36	1,50	0,98	2,35	1,69	1,35	1,90	1,58	1,35	2,26	1,89	1,64
65	2,20	1,45	0,96	2,19	1,66	1,32	1,85	1,54	1,30	2,23	1,88	1,64
70	2,19	1,45	0,92	2,20	1,64	1,32	1,86	1,50	1,27	2,20	1,85	1,57
75	2,08	1,36	0,88	2,06	1,60	1,26	1,83	1,49	1,25	2,09	1,79	1,55
80	1,95	1,29	0,84	1,98	1,42	1,16	1,75	1,20	1,15	2,03	1,73	1,44
85	1,86	1,16	0,61	1,97	1,45	1,12	1,63	1,39	1,07	2,02	1,46	1,28
90	2,35	1,47	0,93	2,25	1,64	1,35	1,85	1,49	1,25	1,99	1,72	1,47
95	2,36	1,46	0,93	2,30	1,68	1,30	1,90	1,46	1,23	2,00	1,71	1,44
100	2,33	1,45	0,92	2,36	1,65	1,24	1,88	1,42	1,19	2,05	1,69	1,44
105	2,22	1,40	0,88	2,27	1,61	1,21	1,88	1,37	1,19	2,02	1,66	1,40
110	2,14	1,33	0,81	2,17	1,57	1,18	1,83	1,42	1,16	1,96	1,60	1,37
115	2,05	1,28	0,79	2,13	1,50	1,14	1,85	1,36	1,11	1,92	1,56	1,34
120	1,96	1,19	0,78	2,06	1,49	1,13	1,79	1,45	1,11	1,90	1,56	1,30
125	1,89	1,18	0,72	2,03	1,40	1,12	1,76	1,44	1,09	1,85	1,52	1,26
130	1,87	1,12	0,68	1,98	1,37	1,07	1,68	1,39	1,05	1,85	1,51	1,27
135	1,76	1,07	0,57	1,99	1,37	1,06	1,66	1,32	1,01	1,86	1,45	1,24
140	1,69	1,02	0,56	1,99	1,36	1,06	1,71	1,24	0,96	1,85	1,48	1,21
145	1,69	1,04	0,53	1,96	1,37	1,04	1,73	1,20	0,96	1,88	1,42	1,19
Schleier	0,28	—	—	0,36	—	—	0,33	—	—	0,32	—	—

schatten übereinstimmt; dies war bei meinen früheren Beobachtungsreihen der Fall, für welche ich als reduzierte Schwärzung die Differenz aus der beobachteten Schwärzung und der Schwärzung im Platindrahtschatten definierte. Bei intensiver Röntgenstrahlung ist dies indes nicht mehr richtig; in diesem Fall gelangt nämlich in den Schatten, welchen der Platindraht in die primäre Röntgenstrahlung wirft, Röntgenstrahlung, welche von der Glaswand oder von primär durchstrahlten Teilen der Kassette ausgeht. Um allen Fällen gerecht zu werden, definiert man darum besser als reduzierte Schwärzung die Differenz aus der beobachteten Schwärzung und der Schleierschwärzung an einer vor Röntgenstrahlen geschützten Schicht der photographischen Schicht. Die so bestimmten reduzierten Schwärzungen sind in den nachstehenden Fig. 3, 4, 5, 6 in den zugehörigen Azimuten eingetragen.

Um eine Anschauung von den Photogrammen zu geben, von denen die mitgeteilten Schwärzungen abgenommen wurden, sind auf der beigegebenen Tafel II die Aufnahmen I und IV repro-

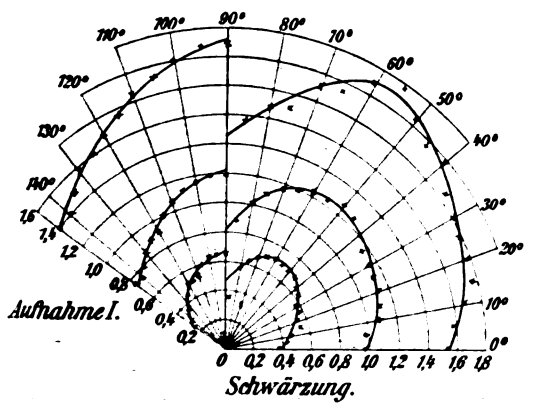


Fig. 3.

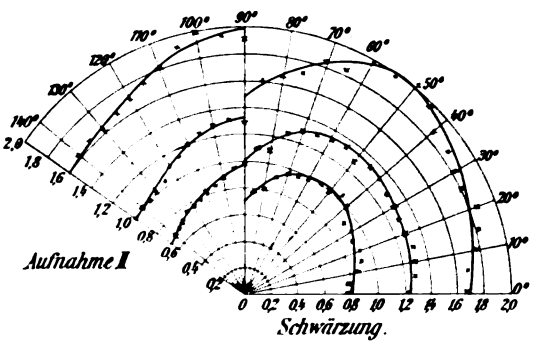


Fig. 4.

Digitized by Google

gesetz absorbiert werden und ferner, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen beim Durchgang durch Materie eine deutliche Abnahme erfährt.

Physikalisches Institut der Universität Manchester.

(Eingegangen 6. Januar 1910.)

Berichtigung.

In dem Artikel des Herrn P. Zeeman, Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation magnetisch zerlegter Linien, diese Zeitschr. **11**, 1, 1910, soll auf S. 7, linke Spalte, Z. 36 v. o. hinter Absorptionsbanden folgen: „der Verbindungen der seltenen Erden" und Zeile 40 sollen diese Wörter gestrichen werden.

Tagesereignisse.

Der **Verband Deutscher Elektrotechniker** hält in der Zeit vom 25. bis 28. Mai 1910 in Braunschweig seine XVIII. Jahresversammlung ab. Der Gewohnheit der letzten Jahre entsprechend, wird auf jeder Versammlung ein besonderes Thema behandelt, und zwar diesmal „Die Elektrizität in der Landwirtschaft und ihre Beziehung zu den Überlandzentralen".

Leonhardi Euleri opera omnia. Herausgegeben von der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft unter Redaktion von F. Rudio, A. Krazer und P. Stäckel. 43 Bände, zu je etwa 60 Bogen. 4 Subskriptionspreis für jeden Band n. M. 20.—. Nach Erscheinen des ersten Bandes tritt eine Erhöhung des Bandpreises ein. Der erste Band, Algebra, herausgegeben von Heinrich Weber, wird voraussichtlich Ende 1910 erscheinen, das ganze Werk in etwa 10—12 Jahren vollendet sein.

Erste Reihe: Reine Mathematik.

A. Arithmetik und Algebra (5 Bände).

I. Anleitung zur Algebra, 1 Band.
II. Arithmetische Abhandlungen, 3 Bände.
III. Algebraische Abhandlungen
IV. Wahrscheinlichkeitsrechnung; Versicherungswesen } zusammen 1 Band.

B. Analysis (11 Bände).

I. Lehrbücher, 4 Bände.
II. Reihen, Produkte und Kettenbrüche, 2 Bände.
III. Integrale:
Erste Abteilung, 2 Bände.
Zweite Abteilung, Elliptische Integrale, 1 Band.
IV. Differentialgleichungen, 1 Band.
V. Variationsrechnung, 1 Band.

C. Geometrie (2 Bände).

I. Elementare Geometrie; Trigonometrie; algebraische Kurven
II. Anwendungen der Differential- und Integralrechnung auf die Geometrie } zusammen 2 Bände.

Zweite Reihe: Mechanik; Astronomie.

A. Mechanik (11 Bände).

I. Lehrbücher, 2 Bände.
II. Prinzipien der Mechanik
III. Mechanik materieller Punkte } zusammen 1 Band.
IV. Mechanik starrer Körper, 1 Band.
V. Mechanik biegsamer und elastischer Körper, 2 Bände.
VI. Mechanik flüssiger und luftförmiger Körper, 1 Band.
VII. Angewandte Mechanik:
Erste Abteilung, Selbständige Werke, 2 Bände.
Zweite Abteilung, Abhandlungen, 2 Bände.

B. Astronomie (5 Bände).

I. Allgemeine Untersuchungen zum Dreikörperproblem, 1 Band.
II. Spezielle Bahnbestimmungen, 3 Bände.
III. Sphärische Astronomie; Parallaxe; Astrophysik, 1 Bd.

Dritte Reihe: Physik; Werke verschiedenen Inhalts; Briefwechsel.

A. Physik (4 Bände).

I. Akustik; Wärme; Licht; Magnetismus, 1 Band.
II. Optische Instrumente, 3 Bände.

B. Werke verschiedenen Inhalts (2 Bände).

I. Briefe an eine deutsche Prinzessin, 1 Band.
II. Sonstige Veröffentlichungen verschiedenen Inhalts, 1 Band.

C. Briefwechsel (3 Bände).

Briefwechsel mit d'Alembert, Daniel Bernoulli, Johann Bernoulli, Nicolaus Bernoulli, Goldbach, Lagrange usw.

Die Schweizer Naturforschende Gesellschaft hat die Vorarbeiten zu dem großen Werke, für das ein wesentlicher Teil der erforderlichen Mittel im Subskriptionswege beschafft worden ist, beendet. Mit dem Verlag des großen Unternehmens ist die Firma B. G. Teubner in Leipzig betraut.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule München für Astrophysik Dr. O. von und zu Aufseß.

Ernannt: Der Privatdozent an der Hochschule für Bodenkultur in Wien Dr. Emil Hellebrand zum a. o. Professor für darstellende Geometrie und niedere Geodäsie an dieser Hochschule, Dr. Walter Knoche in Berlin zum Direktor des neugegründeten Meteorologischen und Physikalischen Zentralinstituts in Santiago (Chile), der Privatdozent an der Technischen Hochschule in München Dr. Heinz Egerer zum Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule in Drontheim.

Verliehen: Dem Privatdozenten für medizinische Chemie an der Universität Wien Dr. Siegmund Fränkel der Titel Professor, dem ord. Professor der Physik an der Universität Wien Dr. Franz Exner der Titel und Charakter eines k. k. Hofrates.

Gestorben: Der frühere Präsident der American Chemical Society Dr. Ch. B. Dudley in Neuyork, der Professor der Physik an der Universität Paris H. Pellat.

Aus der Adolf Salomonsohnstiftung, welche den Zweck hat, **„Beihilfen zu gewähren behufs Förderung wichtiger Arbeiten auf den Gebieten der Naturwissenschaften (einschließlich Biologie und Medizin) durch hervorragend tüchtige Kräfte, denen für die längere Dauer der Forschungen genügende Mittel nicht zur Verfügung stehen"** sind stiftungsgemäß bis zu 2300 Mark zur Verwendung verfügbar.

Bewerbungen sind bis zum 1. März 1910 schriftlich an den Wirklichen Geheimen Ober-Regierungsrat Dr. Schmidt in Berlin, Unter den Linden 4, mit der Aufschrift Adolf Salomonsohn-Stiftungssache zu richten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

QC
6852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

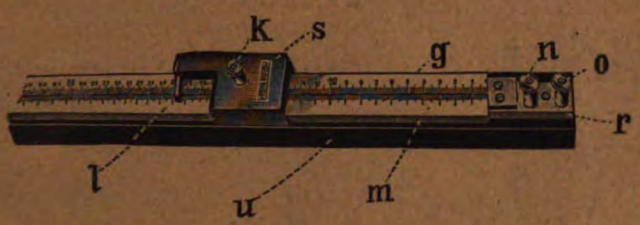
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 4. 15. Februar 1910. No. 314. 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezialkatalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer . . . . . M. 60.—
Ablesefernrohr mit Skala . . . . . M. 40.—
Gleitdraht (Stromkompensator [siehe Figur]) . . . . . **M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm . M. 32.—

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Verlagsbuchhandlung Gebrüder Borntraeger in Berlin, betreffend: Fortschritte der Chemie. Neue Folge. I.

Digitized by Google

REGISTER:

(N. = Naturforscherversammlung; B. = Besprechung.)

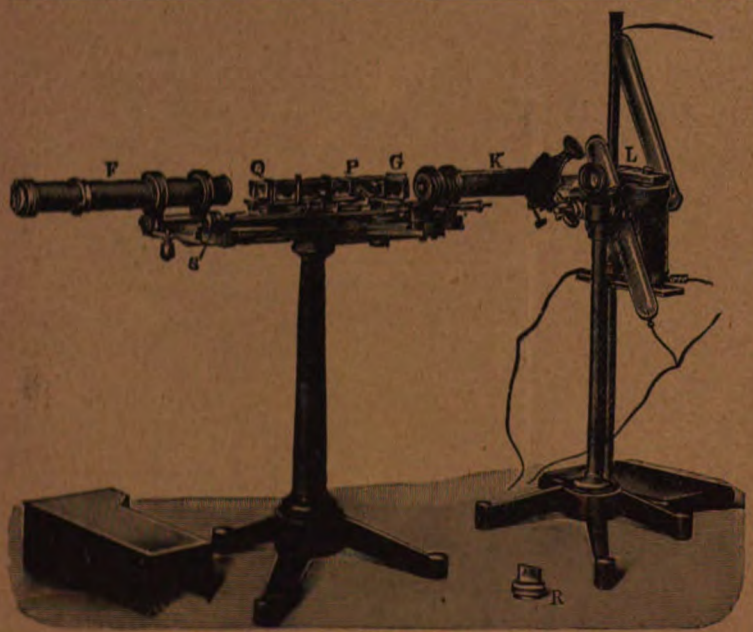
Seite

Aktivität: Westwanderung seismischer und vulkanischer —, v. W. Krebs 134
— Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer —, v. A. Ansel 135
Ansel, A., Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität 135
Argon: Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von —, v. W. Hillers . . 133
Bangert, K., Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie 123
Barkhausen, H., Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom 130
Bruch: Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des — von Glasgegenständen, v. L. Gabelli. I. 117
Chabot, J. J. T., Meßmethoden für den Wechselstromerdinduktor 132
Detektoren: Eigenschaften der wichtigsten — der drahtlosen Telegraphie, v. K. Bangert 123
Dissymmetrische Emission: Weitere Beobachtungen über die — von Röntgenstrahlen, v. J. Stark 107
Drahtlose Telegraphie: Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der —, v. K. Bangert 123
Elektrische Uhren, v. A. Tobler. (B.) 143
Emission: Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische — von Röntgenstrahlen, v. J. Stark . . . 107
Emissionsvermögen: Über die Änderung des — der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot, v. H. Rubens. (N.) 139
Erdinduktor: Meßmethoden für den Wechselstrom- —, J. J. T. Chabot 132
Föppl, A., Vorlesungen über technische Mechanik. IV. VI. (B.) 141
Funkenspektrum: Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im — des Wismuts, v. H. Rausch v. Traubenberg 105
Gabelli, L., Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen. I. 117
Glasgegenstände: Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von —, v. L. Gabelli. I. 117

Seite

Gleichstrom: Umwandlung von Wechselstrom in —, v. H. Barkhausen 130
Gleichstrombetrieb: Über Spektralröhren für —, v. H. Konen u. W. Jungjohann 112
Gripenberg, W. S., Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes 132
Hillers, W., Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von Argon 133
Jungjohann, W. u. H. Konen, Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb 112
Konen, H. u. W. Jungjohann, Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb 112
Konvektionsstrom: — und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie, v. A. Weber 134
Krebs, W., Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität 134
Loschmidtsche Zahl: Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der — durch die gastheoretischen Daten von Argon, v. W. Hillers 133
Mechanik: Vorlesungen über technische —, v. A. Föppl. IV. VI. (B.) 141
Mente, O. u. A. Warschauer, Die Anwendung der Photographie für die archivalische Praxis. (B.) . . 144
Meßmethoden für den Wechselstromerdinduktor, v. J. J. T. Chabot 132
Metalle: Über die Änderung des Emissionsvermögens der — mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot, v. H. Rubens. (N.) 139
Photographie: Die Anwendung der — für die archivalische Praxis, v. O. Mente u. A. Warschauer. (B.) 144
Planck: Eine Bestätigung des von M. — berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von Argon, v. W. Hillers . . 133
Rausch v. Traubenberg, H., Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts 105
Relativitätstheorie: Konvektions- und Röntgenstrom in der —, v. A. Weber 134

(Fortsetzung Seite III.)



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Franz Schmidt & Haensch,

Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 16.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

	Seite
Röntgenstrahlen: Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von —, v. J. Stark	107
Röntgenstrom: Konvektions- und — in der Relativitätstheorie, v. A. Weber	134
Rubens, H., Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot. (N.)	139
Seismische Aktivität: Westwanderung — und vulkanischer Aktivität, v. W. Krebs	134
— Zur Frage der Westwanderung — und vulkanischer Aktivität, v. A. Ansel	135
Selenzelle —: mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes, v. W. S. Gripenberg	132
Spektrallinien: Über das Auftreten gekrümmter — im Funkenspektrum des Wismuts, v. H. Rausch v. Traubenberg	105
Spektralröhren: Über — für Gleichstrombetrieb, v. H. Konen u. W. Jungjohann	112
Stark, J., Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen	107
Telegraphie: Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen —, v. K. Bangert	123
Tobler, A., Elektrische Uhren. (B.)	143
Uhren: Elektrische —, v. A. Tobler. (B.)	143
Ultrarot: Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des —, v. H. Rubens. (N.)	139
Vulkanische Aktivität: Westwanderung seismischer und —, v. W. Krebs	134
— Zur Frage der Westwanderung seismischer und —, v. A. Ansel	135
Warschauer, A. u. O. Mente, Die Anwendung der Photographie für die archivalische Praxis. (B.)	144
Weber, A., Konvektions- und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie	134
Wechselstrom: Umwandlung von — in Gleichstrom, v. H. Barkhausen	130
Wechselstromerdinduktor: Meßmethoden für den —, v. J. J. T. Chabot	132
Wismut: Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des —, v. H. Rausch v. Traubenberg	105

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

Herausgegeben von Prof. **J. Stark** in Aachen

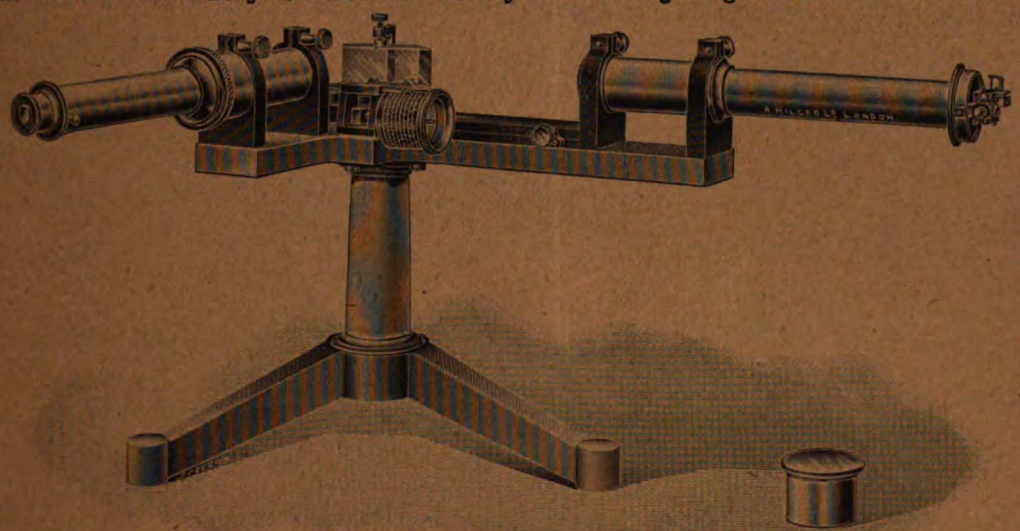
Preisermäßigung für neueintretende Subskribenten

Die bisher erschienenen sechs Bände werden bis Ende 1910 anstatt für 95 Mark für 65 Mark geliefert.

Spektrometer mit Wellenlängen-Ablesung

speziell für die Verwendung mit folgenden Hülfsapparaten eingerichtet:

(1) **kleines Stufengitter nach Michelson,**
(2) **kleine Parallelplatte nach Lummer-Gehrcke,**
(3) **Etalon nach Fabry u. Perot mit Hohlzylinder aus Quarzglas zwischen den Platten.**



Die drei Hülfsapparate sind auf Wunsch auch ohne das Spektroskop erhältlich. Ausführl. Beschreibg. auf Verlangen franko.

ADAM HILGER, Ltd., 75 A Camden Road, London, NW.

Illustrierte Preisliste über Spektrometer und spektroskopische Apparate aller Art postfrei.

Digitized by Google

F. Sartorius, Göttingen.

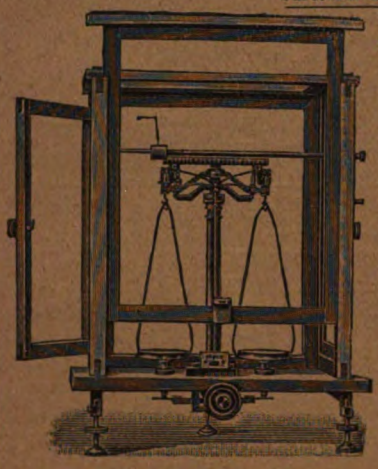
Vereinigte Werkstätten für wissenschaftl. Instrumente

von F. Sartorius, A. Becker und Ludwig Tesdorpf.

Waagen und Gewichte für wissenschaftliche, chemische und technische Zwecke.

Specialität: **Analysenwaagen** nur eigener bewährtester Construction. Man verlange ausdrücklich Original-Sartorius-Waagen, da Nachahmungen in den Handel gebracht werden.

Sartorius' neuer Wärmekasten



zum Brüten von Bacillen und zum Einbetten mikroskopischer Präparate in Paraffin für beliebiges Heizmaterial, unabhängig von Gasleitung mit vielfach prämiirter Wärmeregulirung.

Auf allen beschickten Ausstellung. präm., zuletzt Weltausstellung Brüssel, Diplome d'honneur und Preis 500 Frs., für beste Construction in Feinwaagen.

PARIS: Goldene Medaille, St. LOUIS: Grand Prix und goldene Medaille.

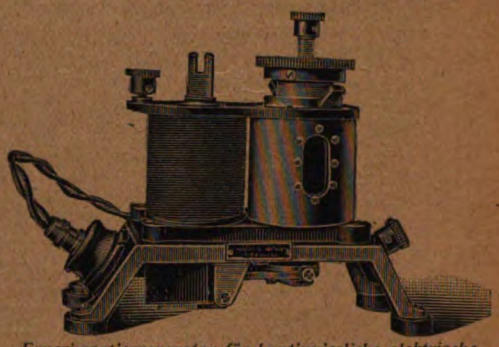
Kataloge in drei Sprachen gratis und franko.

Vertreter in allen Ländern.

Kunsch & Jaeger

G. m. b. H.

Rixdorf-Berlin, Kaiser Friedrichstr. 218.



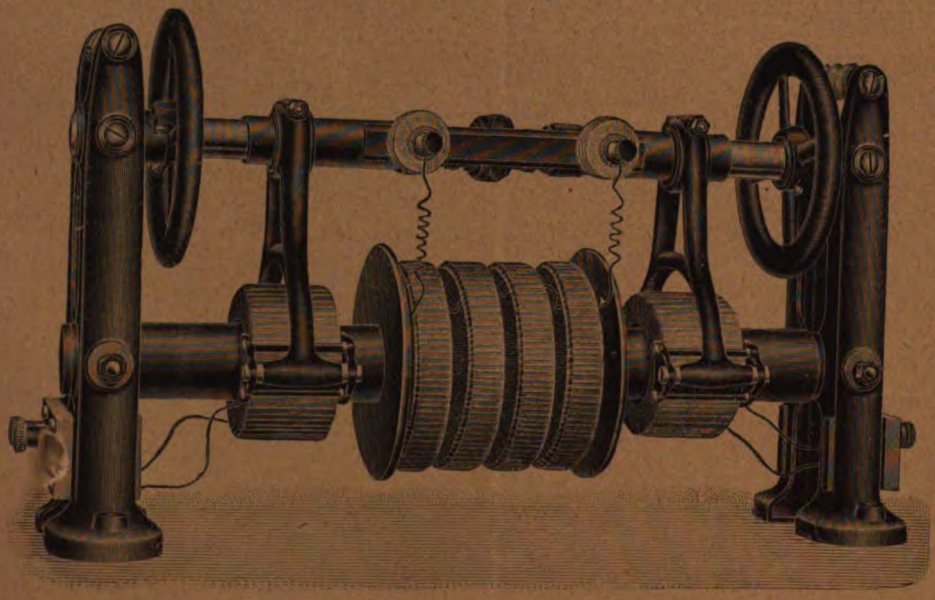
Experimentiergenerator für kontinuierliche elektrische Schwingungen mit automatischer Zündung.

Sämtliche Apparate für

drahtlose Telegraphie und Telephonie. Komplette Stationen.

Preislisten auf Wunsch kostenlos.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D. R. P.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1910. Redaktionsschluß für No. 5 am 21. Februar 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Rausch von Traubenberg, Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts. S. 105.

J. Stark, Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen. S. 107.

H. Konen u. W. Jungjohann, Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb. S. 112.

L. Gabelli, Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen. I. Teil. S. 117.

K. Bangert, Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie. S. 123.

H. Barkhausen, Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom. S. 130.

J. J. T. Chabot, Meßmethoden für den Wechselstrominduktor. S. 132.

W. S. Gripenberg, Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes. S. 132.

W. Hillers, Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von Argon. S. 133.

A. Weber, Konvektions- und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie. S. 134.

W. Krebs, Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität. S. 134.

A. Ansel, Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität. S. 135.

Vorträge und Diskussionen von der 81. Naturforscherversammlung zu Salzburg:

H. Rubens, Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot. S. 139.

Besprechungen:

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. Bd. IV. S. 141.

A. Tobler, Elektrische Uhren. S. 143.

O. Mente u. A. Warschauer, Die Anwendung der Photographie für die archivalische Praxis. S. 144.

Tagesereignisse. S. 144.

Berichtigung. S. 144.

Personalien. S 144.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts.

Von Heinrich Rausch von Traubenberg.

Bei einer Untersuchung über das Aussehen der Spektrallinien beim Funkenspektrum der Metalle[1]): *U, Bi, Mg, Sn, Sb, Tl, Cd, Al, Zn, Fe, Cu, Te,* war mir aufgefallen, daß im Blau gelegene Funkenlinien des Wismuts eine Krümmung zeigten, und zwar in der Art, daß die der Mitte des Funkens angehörenden Teile Licht von kürzerer Wellenlänge emittierten wie die in der Nähe der Pole befindlichen Teile. Der Übergang ist dabei, von helleuchtenden Punkten abgesehen, die unmittelbar auf den Elektroden sitzen, ein in der spektralen Lichtverteilung stetiger von den Polen bis zur Mitte der Funkenbahn. Die Funkenstrecke mit Wismutelektroden, durch welche sich eine oder zwei mittelgroße Leidener Flaschen unter Verwendung kurzer Zuleitungsdrähte entluden, befand sich parallel zum Spalt. Von dieser wurde nun entweder ein verkleinertes Bild auf den Spalt (parallel zu ihm) entworfen, oder es wurde die Funkenstrecke ohne Verwendung von Linsen ganz nahe an den Spalt herangebracht, was ungefähr dieselbe Wirkung ergibt, wie eine Abbildung der Lichtquelle auf dem Spalt[2]). Der Spektralapparat[3]) bestand aus einem großen Rowlandschen Gitter 99 × 66 mm mit 15031 Strichen pro Zoll, welches im Physikalischen Institut der Petersburger Akademie der Wissenschaften, mit entsprechend großem Kollimator und Fernrohr versehen, in einem gegen Temperatureinflüsse geschützten Raum fest aufgestellt war. Der Apparat war mit einer Vorrichtung zur photographischen Aufnahme der Spektra versehen.

In der beigefügten Figur sind Reproduktionen der erhaltenen Spektrogramme wiedergegeben.

No. I ist das Spektrum zweiter Ordnung des Zinks; es dient als Vergleichsspektrum und zur Orientierung über die Lage der in Frage kommenden Linien.

No. II ist das Spektrum zweiter Ordnung des Wismuts; die Funkenlänge betrug im Mittel 4—7 mm (sie vergrößerte sich während des Betriebes durch Abbrennen etwas). Der Funke wurde durch Linsen auf dem Spalt abgebildet, die Expositionszeit betrug 8—9 Minuten. Die krummen Linien sind mit einem † und mit No. 1 und No. 2 bezeichnet. No. 2 ist nicht ganz sicher, da sich außerordentlich nahe bei der fraglichen Linie eine Luftlinie befindet.

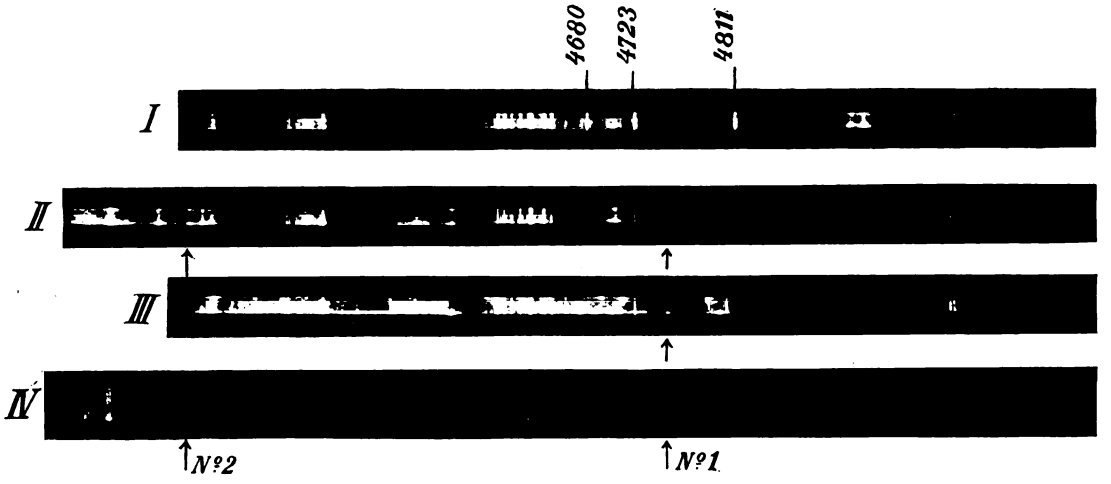
No. III zeigt das Spektrum zweiter Ordnung eines Antimon-Wismut-Funkens (die eine Elektrode bestand aus *Bi*, die andere aus *Sb*). Die Funkenlänge betrug etwa 4,5 mm, die Expositionsdauer etwa 14 Minuten; der Funke ist ebenfalls auf dem Spalt abgebildet. Die ge-

1) Ich gedenke darüber an anderer Stelle zu berichten.

2) Das Konkavgitter ist zu solchen Versuchen ungeeignet; siehe H. Kayser, Spektroskopie, Bd. I, S. 163, und Bd. II, S. 239.

3) Die Linsen halten je 150 cm Fokaldistanz und 12,2 cm Durchmesser. Über den Apparat siehe auch Fürst B. Galitzin, Bulletin de l'Acad. Imp. des sciences de St. Petersbourg, V. Serie, Bd. XVIII, No. 2, Febr. 1903.

Digitized by Google



krümmte Linie, es ist nur Nr. 1 sichtbar, erstreckt sich nur bis zur Mitte der Funkenbahn[1]).

No. IV ist das Funkenspektrum des Wismuts zweiter Ordnung; der Funke von etwa 4,5 mm Länge wurde bei dieser Aufnahme nicht auf dem Spalt abgebildet, sondern befand sich direkt vor demselben: Expositionsdauer etwa 5 Minuten.

Auch im untersuchten Teil des Antimon-, Tellur-, vielleicht auch des Zinkspektrums, zeigen manche Linien bei der benutzten Anordnung Krümmungen, doch konnte nicht mit Sicherheit festgestellt werden, ob eine Krümmung nicht nur scheinbar dadurch zustande kommt, daß kurze Elektrodenlinien mit sehr nahe benachbarten Linien ineinander übergehen. Bei den anderen Metallen waren keine Anzeichen von Krümmungen zu bemerken, in einem Wellenlängenbereich, wie ihn die beigegebenen Spektrogramme umfassen.

In den älteren Funkenaufnahmen von Hartley[2]) finden sich bei manchen Metallen ebenfalls gekrümmte Spektrallinien (manchmal ist die Mitte scheinbar auch nach Rot verschoben); doch wurden die Funken nicht auf dem Spalt abgebildet, und war die von ihm benutzte Dispersion wohl zu gering, um die Frage einer wirklichen Krümmung ganz einwandfrei zu entscheiden. Wodurch die Krümmung hervorgerufen wird, soll hier vorläufig unentschieden bleiben; jedenfalls kann man die Variation der elektrischen, thermischen und insbesondere der Druckverhältnisse im Funken längs der Entladungsbahn als Teilursachen für das Zustandekommen stetig veränderlicher Emissionsbedingungen ansehen. Nach ihrem Aussehen stammen die Linien aus dem Inneren des Funkens; der Funke selbst erscheint in der Nähe der Elektroden zusammengeschnürt und in der Mitte verdickt, wodurch sehr wohl folgen könnte, daß in der Nähe der Pole ein höherer Druck herrscht, wie in der Mitte des Funkens, was gerade eine Verbiegung der Linie hervorrufen würde, wie sie hier vorliegt, und wie sie nach Experimenten über Linienverschiebungen mit steigendem Druck zu erwarten wäre. Ob noch mehr ev. zusammengehörige Linien Krümmungen zeigen, müßte durch Ausdehnung der Versuche auf größere Spektralbezirke erwiesen werden[1]). Die Versuche wurden im Physikalischen Laboratorium der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg ausgeführt. Dem Direktor dieses Laboratoriums, Fürsten B. Galitzin, sage ich auch an dieser Stelle für sein überaus liebenswürdiges Entgegenkommen meinen besten Dank.

1) Bei Verwendung einer *Bi-Cd*-Legierung als Elektrodenmaterial war die gekrümmte Linie ebenfalls erkennbar.

2) W. N. Hartley, The scientific Trans. of the Roy. Dublin Soc., Vol. I, Ser. II, 1881. Siehe auch N. A. Kent, Astrophys. Journ. 17, 286, 1903, wo für die Wellenlängen, die die Mitte eines Titanfunkens emittiert, kleinere Werte gefunden werden, wie für die Teile in der Nähe der Elektroden, der Funke befand sich jedoch senkrecht zum Spalt; die gefundenen Unterschiede sind wesentlich geringer wie im beschriebenen Fall.

1) Daß die Krümmung durch Dopplereffekt hervorgerufen sein könnte, erscheint sehr unwahrscheinlich; die Teilchen müßten in diesem Fall durch die Explosionswirkung des Funkens mit einer zur Mitte der Funkenbahn stetig wachsenden Geschwindigkeit in einer zur Funkenstrecke senkrechten Richtung bewegt werden.

(Eingegangen 2. Februar 1910.)

Digitized by Google

Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen.

Von J. Stark.

Die ersten Beobachtungen[1]) über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen habe ich mit einer gewöhnlichen Röntgenröhre erhalten, bei der die Dicke der Glaswand in der Beobachtungsebene mit dem Azimut variierte; durch Ermittlung des Absorptionsindex von Glas wurden diese Beobachtungen auf Gleichheit der Absorption korrigiert. Die Resultate wurden bestätigt durch Aufnahmen mit einer Aluminiumkassette im Innern der Röntgenröhre. Diese Methode, den Film in das Innere der Röhre einzuführen, bietet indes erhebliche Schwierigkeiten. Um außerhalb der Röhre beobachten zu können, ohne auf die Absorption in der Glaswand Rücksicht nehmen zu müssen, verfuhr ich folgendermaßen.

Es wurden zunächst beim Glasbläser mehrere kugelförmige Röhren ausgesucht, welche in der Ebene senkrecht zur Achse des Ansatzrohres streng kreisförmig waren. Das Ansatzrohr wurde nicht, wie es bei der Herstellung der Röntgenröhren geschieht, als Rohr zur Aufnahme der Kathode benutzt, da von diesem Ansatzrohr weg nach der Äquatorialebene der Röhre zu die Dicke der Glaswand in der Regel beträchtlich abnimmt. Vielmehr wurde dieses Ansatzrohr als äußeres Rohr zur Aufnahme des Schliffrohres benützt, welches die Kohlenantikathode tragen sollte; in Fig. 1 ist dieses Schliffrohr punk-

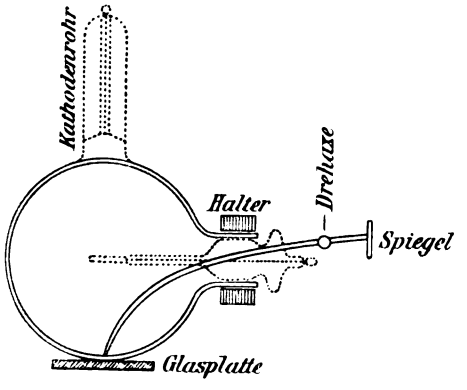


Fig. 1.

tiert eingezeichnet. Das Kathodenrohr dagegen sollte in jener Äquatorialebene in senkrechter Stellung zu dem dickwandigen Ansatzrohr angeschmolzen werden, wie in der Fig. 1 durch Punktierung angedeutet ist; denn es ist zu erwarten, daß die Variation der Dicke der Glaswand mit dem Azimut in jener Äquatorialebene im allgemeinen am geringsten ist. Inwieweit dies der Fall sei, wurde mit Hilfe der aus Fig. 1 ersichtlichen einfachen Anordnung geprüft. Die Spitze eines gekrümmten Hebelarmes drückte gegen die innere Seite der Glaswand, die äußere Seite lag auf einer Glasplatte auf; die Stellung des Hebelarmes wurde mit Hilfe von Spiegel, Fernrohr und Skala beobachtet, während die Röhre um das horizontale Ansatzrohr gedreht wurde; geeicht wurde diese Dicken-Meßvorrichtung, indem zwischen Glasröhre und Glasplatte ein 0,1 mm dickes Deckglas geschoben wurde. Eine der so untersuchten Röhren (Radius 6,45 cm) zeigte auf einem Halbkreis nur eine geringe Variation der Dicke der Glaswand; sie wurde in der oben angegebenen Weise zu einer Röntgenröhre verarbeitet.

Als Antikathode diente wieder eine 2 mm dicke Scheibe aus Buchenholzkohle, ihr Radius betrug wieder 1 cm. Der Betrieb der Röhre war derselbe wie bei den früheren Beobachtungen. Zur Aufnahme des photographischen Films diente eine kreisförmige Messingkassette von der aus der Fig. 2 ersichtlichen Form (Radius der Bildfläche 7,42 cm). Sie wurde so

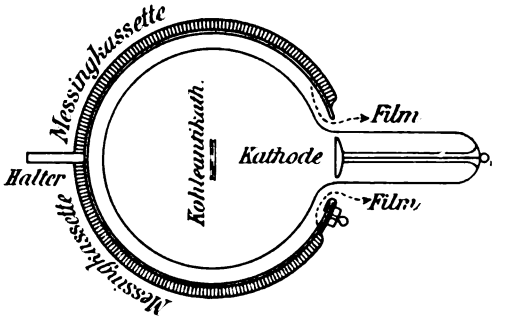


Fig. 2.

über die Röhre geschoben, daß ihre Mittelebene zusammenfiel mit der oben charakterisierten Äquatorialebene, in welcher die Dicke der Glaswand ausgemessen worden war; diese Mittelebene ging also durch das Kathodenstrahlbündel, welches die Röntgenstrahlen erzeugte. Der Film war in 0,1 mm dickes schwarzes Papier geschlagen. Auf der Vorderseite war sein mittleres Drittel unbedeckt, sein oberes Drittel von 0,4 mm dickem Aluminiumblech, sein unteres Drittel von 0,8 mm dickem Aluminiumblech bedeckt.

Nach Beendigung der Aufnahmen wurde die Kohlenantikathode aus 5 m Entfernung mit einem Fernrohr kleiner Brennweite anvisiert und der Schnitt ihrer Vorderseite mit dem Äquatorialkreis der Röhre durch zwei Marken auf der Glaswand markiert. Dann wurde die Kohlen-

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 902, 1909.

Digitized by Google

antikathode herausgenommen, an der Auftreffstelle der Kathodenstrahlen mit einem 2 mm weiten Loch versehen und darauf wieder in ihre frühere Stellung in der Röhre zurückgebracht. Darauf wurde durch das Loch in der Kohle hindurch die Ausgangsstelle der Kathodenstrahlen auf der Aluminiumkathode anvisiert und der Schnitt der Visierrichtung mit der äußeren Seite der Glaswand markiert. Dann wurde die Röhre längs der Äquatorialebene in zwei Halbkugeln zerschnitten; die eine Halbkugel wurde auf ein Blatt weißes Papier gesetzt; auf diesem wurde mit Bleistift ihr äußerer Umfang in der Äquatorialebene und die in dieser liegenden drei Marken aufgezeichnet. Mit dem Zirkel wurde der Mittelpunkt des Kreises aufgesucht; es ergab sich, daß er nicht in die Verbindungslinie der zwei Marken fiel, welche die Vorderseite der Kohlenantikathode festlegten, sondern er lag 1 mm von jener Linie entfernt hinter ihr. Damit war festgestellt, daß die Auftreffstelle der Kathodenstrahlen auf der Antikathode 1 mm vor dem Zentrum der Filmkrümmung lag; die Auftreffstelle selbst war kreisförmig und hatte einen maximalen Radius von 1,5 mm. Durch diese Exzentrizität der Auftreffstelle in bezug auf den photographischen Film waren also die Azimute $\varphi > 90^0$ gegenüber den Azimuten $\varphi < 90^0$ hinsichtlich der Intensität bevorzugt, wobei das Azimut φ einer Emissionsrichtung gegen die Richtung des Kathodenstrahlbündels gemessen ist. Die durch diese Exzentrizität bedingte Differenz der Intensitäten in verschiedenen Azimuten ist indessen gegen die Differenz aus anderen Gründen so gering, daß es sich wohl erübrigt, die unten mitgeteilten Schwärzungen in dieser Hinsicht zu korrigieren.

Weiter war zu untersuchen, ob die Auftreffstelle in der Mitte zwischen den zwei Marken lag, welche die Vorderseite der Kohlenantikathode auf der Glaswand markierten. Zu dem Zweck wurde die Kohlenantikathode in die zugehörige Röhrenhälfte wieder eingesetzt und der Abstand der Auftreffstelle von jeder der zwei Marken gemessen; es ergab sich Gleichheit der Abstände bis auf 0,5 mm.

Darauf wurde die mittlere Marke, welche die Kathodenstrahlrichtung angab, mit dem Mittelpunkt des Abstandes zwischen jenen zwei Marken verbunden; die Verbindungslinie gab nach dem Vorhergehenden die Richtung des Kathodenstrahlbündels, welches die Röntgenstrahlen erzeugte.

Nunmehr konnte untersucht werden, ob die Vorderseite der Kohlenantikathode, die einerseits auf der Außenseite der Glaswand, andererseits durch den Beginn des Kohleschattens auf dem Photogramm markiert war, genau normal zur Kathodenstrahlrichtung stand, ob sie also das Azimut $\varphi = 90^0$ hatte. Es ergab sich, daß dies nicht genau der Fall war, vielmehr hatte die Marke auf dem Halbkreis, für welchen später die Schwärzungen auf dem Photogramm bestimmt wurden, das Azimut 88^0.

Nachdem so auf dem Photogramm dieses Azimut des Beginns des Kohleschattens festgelegt war, konnten leicht mit Hilfe des bekannten Filmradius ($r\pi =$ Abstand der Mittelpunkte der Platindrahtschatten) die Azimute ermittelt werden. Ich schätze die Genauigkeit der so ermittelten unten angegebenen Azimute auf 3^0.

Nachdem in der vorstehenden Weise mit Hilfe der Marken auf der einen Kugelhälfte Zentrum des Films, Auftreffstelle und Azimut ermittelt waren, wurde die Dicke der Glaswand für verschiedene Azimute mikrometrisch gemessen. Es ergaben sich die in der nachstehenden Tabelle mitgeteilten Werte.

Azimut	Glasdicke mm	Azimut	Glasdicke mm
0^0	0,63	90	0,55
11,2	0,59	101,2	0,54
22,5	0,56	112,5	0,54
33,7	0,56	123,8	0,54
45	0,55	135	0,55
56,2	0,55	146,2	0,55
67,5	0,55	157,5	0,55
78,8	0,55		

Die Schwärzungen der Photogramme wurden mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers von 5^0 zu 5^0 Azimutdifferenz ermittelt, und zwar wurde entlang der Mittellinie des mittleren Schwärzungsstreifens photometriert und entlang den äußeren Schwärzungsstreifen in 2 mm Abstand von der Grenze gegen den mittleren Schwärzungsstreifen. Die Photometrierung der hier diskutierten sowie der früheren Röntgenphotogramme verdanke ich Herrn Dr. W. Steubing.

In der nachstehenden Tabelle sind die Schwärzungen von vier an derselben Röhre aufgenommenen Photogrammen mitgeteilt. Hinter „Schleier" in der Azimutkolumne ist die Schwärzung mitgeteilt, welche die Films an Stellen zeigten, die durch 0,8 mm dickes Aluminiumblech und durch 0,9 mm dickes Messingblech vor primären Röntgenstrahlen geschützt waren. Nach meiner Ansicht rührt diese Schleierschwärzung von der Entwicklung her. Denn da die Röntgenstrahlen abweichend von den Lichtstrahlen wegen ihrer geringen Absorption fast gleichmäßig durch die ganze photographische Schicht wirken, so entwickelte ich lange, um auch die tieferliegenden Schwärzungen herauszuholen. Es ist bemerkenswert, daß bei nicht intensiven Strahlungsschwärzungen die Schleierschwärzung mit der Schwärzung im Platindraht-

Digitized by Google

Schwärzungen.

a ohne Aluminiumschirm, *b* hinter 0,04 cm, *c* hinter 0,08 cm Aluminium.

	Aufnahme I			Aufnahme II			Aufnahme III			Aufnahme IV		
	s	*c*	*a*	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*
		0,65	2,03	1,59	1,13	1,93	1,66	1,30	2,31	2,03	1,69
		71	2,05	1,63	1,15	1,98	1,69	1,39	2,45	2,08	1,73
			2,13	1,66	1,23	2,03	1,73	1,43	2,46	2,09	1,79
			2,18	1,68	1,29	2,02	1,72	1,42	2,48	2,09	1,78
			2,22	1,64	1,28	2,00	1,67	1,39	2,43	2,05	1,74
		85	2,15	1,64	1,25	1,98	1,65	1,39	2,46	2,01	1,69
		0,84	2,17	1,65	1,29	1,92	1,64	1,36	2,43	1,99	1,71
		0,89	2,21	1,63	1,29	1,99	1,62	1,37	2,38	1,99	1,72
		0,92	2,22	1,68	1,36	1,91	1,61	1,35	2,35	1,97	1,70
	93	0,95	2,31	1,69	1,40	1,92	1,63	1,36	2,29	1,95	1,70
	94	0,96	2,32	1,65	1,34	1,93	1,60	1,36	2,31	1,97	1,68
	1,51	0,96	2,33	1,70	1,36	1,92	1,58	1,35	2,29	1,95	1,65
	1,50	0,98	2,35	1,69	1,35	1,90	1,58	1,35	2,26	1,89	1,64
	1,45	0,96	2,19	1,66	1,32	1,85	1,54	1,30	2,23	1,88	1,64
	1,45	0,92	2,20	1,64	1,32	1,86	1,50	1,27	2,20	1,85	1,57
2,08	1,36	0,88	2,06	1,60	1,26	1,83	1,49	1,25	2,09	1,79	1,55
1,95	1,29	0,84	1,98	1,42	1,16	1,75	1,20	1,15	2,03	1,73	1,44
1,86	1,16	0,61	1,97	1,45	1,12	1,63	1,39	1,07	2,02	1,46	1,28
2,35	1,47	0,93	2,25	1,64	1,35	1,85	1,49	1,25	1,99	1,72	1,47
2,36	1,46	0,93	2,30	1,68	1,30	1,90	1,46	1,23	2,00	1,71	1,44
2,33	1,45	0,92	2,36	1,65	1,24	1,88	1,42	1,19	2,05	1,69	1,44
2,22	1,40	0,88	2,27	1,61	1,21	1,88	1,37	1,19	2,02	1,66	1,40
2,14	1,33	0,81	2,17	1,57	1,18	1,83	1,42	1,16	1,96	1,60	1,37
2,05	1,28	0,79	2,13	1,50	1,14	1,85	1,36	1,11	1,92	1,56	1,34
1,96	1,19	0,78	2,06	1,49	1,13	1,79	1,45	1,11	1,90	1,56	1,30
1,89	1,18	0,72	2,03	1,40	1,12	1,76	1,44	1,09	1,85	1,52	1,26
1,87	1,12	0,68	1,98	1,37	1,07	1,68	1,39	1,05	1,85	1,51	1,27
1,76	1,07	0,57	1,99	1,37	1,06	1,66	1,32	1,01	1,86	1,45	1,24
1,69	1,02	0,56	1,99	1,36	1,06	1,71	1,24	0,96	1,85	1,48	1,21
1,69	1,04	0,53	1,96	1,37	1,04	1,73	1,20	0,96	1,88	1,42	1,19
0,28	—	—	0,36	—	—	0,33	—	—	0,32	—	—

schatten übereinstimmt; dies war bei meinen früheren Beobachtungsreihen der Fall, für welche ich als reduzierte Schwärzung die Differenz aus der beobachteten Schwärzung und der Schwärzung im Platindrahtschatten definierte. Bei intensiver Röntgenstrahlung ist dies indes nicht mehr richtig; in diesem Fall gelangt nämlich in den Schatten, welchen der Platindraht in die primäre Röntgenstrahlung wirft, Röntgenstrahlung, welche von der Glaswand oder von primär durchstrahlten Teilen der Kassette ausgeht. Um allen Fällen gerecht zu werden, definiert man darum besser als reduzierte Schwärzung die Differenz aus der beobachteten Schwärzung und der Schleierschwärzung an einer vor Röntgenstrahlen geschützten Schicht der photographischen Schicht. Die so bestimmten reduzierten Schwärzungen sind in den nachstehenden Fig. 3, 4, 5, 6 in den zugehörigen Azimuten eingetragen.

Um eine Anschauung von den Photogrammen zu geben, von denen die mitgeteilten Schwärzungen abgenommen wurden, sind auf der beigegebenen Tafel II die Aufnahmen I und IV repro-

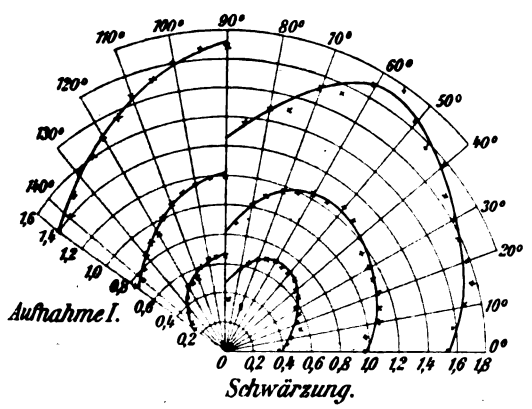


Fig. 3.

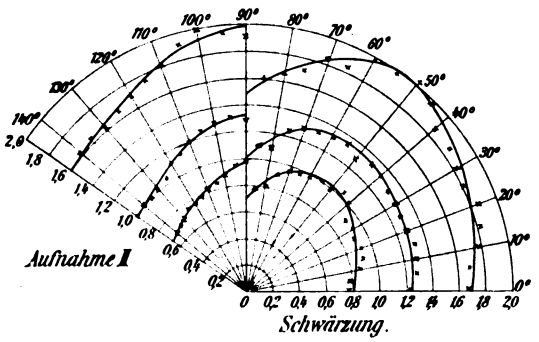


Fig. 4.

Digitized by Google

antikathode herausgenommen, an der Auftreffstelle der Kathodenstrahlen mit einem 2 mm weiten Loch versehen und darauf wieder in ihre frühere Stellung in der Röhre zurückgebracht. Darauf wurde durch das Loch in der Kohle hindurch die Ausgangsstelle der Kathodenstrahlen auf der Aluminiumkathode anvisiert und der Schnitt der Visierrichtung mit der äußeren Seite der Glaswand markiert. Dann wurde die Röhre längs der Äquatorialebene in zwei Halbkugeln zerschnitten; die eine Halbkugel wurde auf ein Blatt weißes Papier gesetzt; auf diesem wurde mit Bleistift ihr äußerer Umfang in der Äquatorialebene und die in dieser liegenden drei Marken aufgezeichnet. Mit dem Zirkel wurde der Mittelpunkt des Kreises aufgesucht; es ergab sich, daß er nicht in die Verbindungslinie der zwei Marken fiel, welche die Vorderseite der Kohlenantikathode festlegten, sondern er lag 1 mm von jener Linie entfernt hinter ihr. Damit war festgestellt, daß die Auftreffstelle der Kathodenstrahlen auf der Antikathode 1 mm vor dem Zentrum der Filmkrümmung lag; die Auftreffstelle selbst war kreisförmig und hatte einen maximalen Radius von 1,5 mm. Durch diese Exzentrizität der Auftreffstelle in bezug auf den photographischen Film waren also die Azimute $\varphi > 90^0$ gegenüber den Azimuten $\varphi < 90^0$ hinsichtlich der Intensität bevorzugt, wobei das Azimut φ einer Emissionsrichtung gegen die Richtung des Kathodenstrahlbündels gemessen ist. Die durch diese Exzentrizität bedingte Differenz der Intensitäten in verschiedenen Azimuten ist indessen gegen die Differenz aus anderen Gründen so gering, daß es sich wohl erübrigt, die unten mitgeteilten Schwärzungen in dieser Hinsicht zu korrigieren.

Weiter war zu untersuchen, ob die Auftreffstelle in der Mitte zwischen den zwei Marken lag, welche die Vorderseite der Kohlenantikathode auf der Glaswand markierten. Zu dem Zweck wurde die Kohlenantikathode in die zugehörige Röhrenhälfte wieder eingesetzt und der Abstand der Auftreffstelle von jeder der zwei Marken gemessen; es ergab sich Gleichheit der Abstände bis auf 0,5 mm.

Darauf wurde die mittlere Marke, welche die Kathodenstrahlrichtung angab, mit dem Mittelpunkt des Abstandes zwischen jenen zwei Marken verbunden; die Verbindungslinie gab nach dem Vorhergehenden die Richtung des Kathodenstrahlbündels, welches die Röntgenstrahlen erzeugte.

Nunmehr konnte untersucht werden, ob die Vorderseite der Kohlenantikathode, die einerseits auf der Außenseite der Glaswand, andererseits durch den Beginn des Kohleschattens auf dem Photogramm markiert war, genau normal zur Kathodenstrahlrichtung stand, ob sie also das Azimut $\varphi = 90^0$ hatte. Es ergab sich, daß dies nicht genau der Fall war, vielmehr hatte die Marke auf dem Halbkreis, für welchen später die Schwärzungen auf dem Photogramm bestimmt wurden, das Azimut 88^0.

Nachdem so auf dem Photogramm dieses Azimut des Beginns des Kohleschattens festgelegt war, konnten leicht mit Hilfe des bekannten Filmradius ($r\pi$ = Abstand der Mittelpunkte der Platindrahtschatten) die Azimute ermittelt werden. Ich schätze die Genauigkeit der so ermittelten unten angegebenen Azimute auf 3^0.

Nachdem in der vorstehenden Weise mit Hilfe der Marken auf der einen Kugelhälfte Zentrum des Films, Auftreffstelle und Azimut ermittelt waren, wurde die Dicke der Glaswand für verschiedene Azimute mikrometrisch gemessen. Es ergaben sich die in der nachstehenden Tabelle mitgeteilten Werte.

Azimut	Glasdicke mm	Azimut	Glasdicke mm
0^0	0,63	90	0,55
11,2	0,59	101,2	0,54
22,5	0,56	112,5	0,54
33,7	0,56	123,8	0,54
45	0,55	135	0,55
56,2	0,55	146,2	0,55
67,5	0,55	157,5	0,55
78,8	0,55		

Die Schwärzungen der Photogramme wurden mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers von 5^0 zu 5^0 Azimutdifferenz ermittelt, und zwar wurde entlang der Mittellinie des mittleren Schwärzungsstreifens photometriert und entlang den äußeren Schwärzungsstreifen in 2 mm Abstand von der Grenze gegen den mittleren Schwärzungsstreifen. Die Photometrierung der hier diskutierten sowie der früheren Röntgenphotogramme verdanke ich Herrn Dr. W. Steubing.

In der nachstehenden Tabelle sind die Schwärzungen von vier an derselben Röhre aufgenommenen Photogrammen mitgeteilt. Hinter „Schleier" in der Azimutkolumne ist die Schwärzung mitgeteilt, welche die Films an Stellen zeigten, die durch 0,8 mm dickes Aluminiumblech und durch 0,9 mm dickes Messingblech vor primären Röntgenstrahlen geschützt waren. Nach meiner Ansicht rührt diese Schleierschwärzung von der Entwicklung her. Denn da die Röntgenstrahlen abweichend von den Lichtstrahlen wegen ihrer geringen Absorption fast gleichmäßig durch die ganze photographische Schicht wirken, so entwickelte ich lange, um auch die tieferliegenden Schwärzungen herauszuholen. Es ist bemerkenswert, daß bei nicht intensiven Strahlungsschwärzungen die Schleierschwärzung mit der Schwärzung im Platindraht-

Digitized by Google

Schwärzungen.

a ohne Aluminiumschirm, *b* hinter 0,04 cm, *c* hinter 0,08 cm Aluminium.

Azimut	Aufnahme I			Aufnahme II			Aufnahme III			Aufnahme IV		
	a	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*
0°	1,82	1,24	0,65	2,03	1,59	1,13	1,93	1,66	1,30	2,31	2,03	1,69
5	1,87	1,24	0,71	2,05	1,63	1,15	1,98	1,69	1,39	2,45	2,08	1,73
10	1,96	1,36	0,73	2,13	1,66	1,23	2,03	1,73	1,43	2,46	2,09	1,79
15	2,05	1,38	0,81	2,18	1,68	1,29	2,02	1,72	1,42	2,48	2,09	1,78
20	2,06	1,40	0,81	2,22	1,64	1,28	2,00	1,67	1,39	2,43	2,05	1,74
25	2,06	1,39	0,85	2,15	1,64	1,25	1,98	1,65	1,39	2,46	2,01	1,69
30	2,10	1,42	0,84	2,17	1,65	1,29	1,92	1,64	1,36	2,43	1,99	1,71
35	2,11	1,42	0,89	2,21	1,63	1,29	1,99	1,62	1,37	2,38	1,99	1,72
40	2,23	1,49	0,92	2,22	1,68	1,36	1,91	1,61	1,35	2,35	1,97	1,70
45	2,23	1,53	0,95	2,31	1,69	1,40	1,92	1,63	1,36	2,29	1,95	1,70
50	2,31	1,54	0,96	2,32	1,65	1,34	1,93	1,60	1,36	2,31	1,97	1,68
55	2,43	1,51	0,96	2,33	1,70	1,36	1,92	1,58	1,35	2,29	1,95	1,65
60	2,36	1,50	0,98	2,35	1,69	1,35	1,90	1,58	1,35	2,26	1,89	1,64
65	2,20	1,45	0,96	2,19	1,66	1,32	1,85	1,54	1,30	2,23	1,88	1,64
70	2,19	1,45	0,92	2,20	1,64	1,32	1,86	1,50	1,27	2,20	1,85	1,57
75	2,08	1,36	0,88	2,06	1,60	1,26	1,83	1,49	1,25	2,09	1,79	1,55
80	1,95	1,29	0,84	1,98	1,42	1,16	1,75	1,20	1,15	2,03	1,73	1,44
85	1,86	1,16	0,61	1,97	1,45	1,12	1,63	1,39	1,07	2,02	1,46	1,28
90	2,35	1,47	0,93	2,25	1,64	1,35	1,85	1,49	1,25	1,99	1,72	1,47
95	2,36	1,46	0,93	2,30	1,68	1,30	1,90	1,46	1,23	2,00	1,71	1,44
100	2,33	1,45	0,92	2,36	1,65	1,24	1,88	1,42	1,19	2,05	1,69	1,44
105	2,22	1,40	0,88	2,27	1,61	1,21	1,88	1,37	1,19	2,02	1,66	1,40
110	2,14	1,33	0,81	2,17	1,57	1,18	1,83	1,42	1,16	1,96	1,60	1,37
115	2,05	1,28	0,79	2,13	1,50	1,14	1,85	1,36	1,11	1,92	1,56	1,34
120	1,96	1,19	0,78	2,06	1,49	1,13	1,79	1,45	1,11	1,90	1,56	1,30
125	1,89	1,18	0,72	2,03	1,40	1,12	1,76	1,44	1,09	1,85	1,52	1,26
130	1,87	1,12	0,68	1,98	1,37	1,07	1,68	1,39	1,05	1,85	1,51	1,27
135	1,76	1,07	0,57	1,99	1,37	1,06	1,66	1,32	1,01	1,86	1,45	1,24
140	1,69	1,02	0,56	1,99	1,36	1,06	1,71	1,24	0,96	1,85	1,48	1,21
145	1,69	1,04	0,53	1,96	1,37	1,04	1,73	1,20	0,96	1,88	1,42	1,19
Schleier	0,28	—	—	0,36	—	—	0,33	—	—	0,32	—	—

schatten übereinstimmt; dies war bei meinen früheren Beobachtungsreihen der Fall, für welche ich als reduzierte Schwärzung die Differenz aus der beobachteten Schwärzung und der Schwärzung im Platindrahtschatten definierte. Bei intensiver Röntgenstrahlung ist dies indes nicht mehr richtig; in diesem Fall gelangt nämlich in den Schatten, welchen der Platindraht in die primäre Röntgenstrahlung wirft, Röntgenstrahlung, welche von der Glaswand oder von primär durchstrahlten Teilen der Kassette ausgeht. Um allen Fällen gerecht zu werden, definiert man darum besser als reduzierte Schwärzung die Differenz aus der beobachteten Schwärzung und der Schleierschwärzung an einer vor Röntgenstrahlen geschützten Schicht der photographischen Schicht. Die so bestimmten reduzierten Schwärzungen sind in den nachstehenden Fig. 3, 4, 5, 6 in den zugehörigen Azimuten eingetragen.

Um eine Anschauung von den Photogrammen zu geben, von denen die mitgeteilten Schwärzungen abgenommen wurden, sind auf der beigegebenen Tafel II die Aufnahmen I und IV repro-

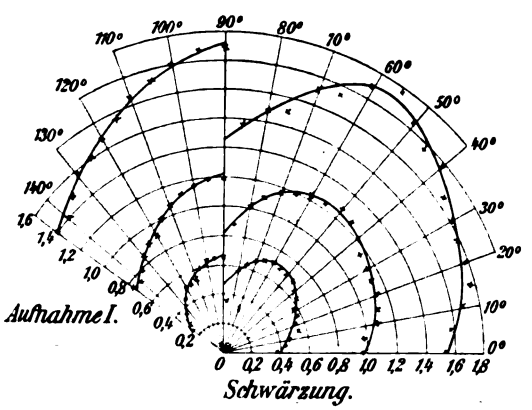


Fig. 3.

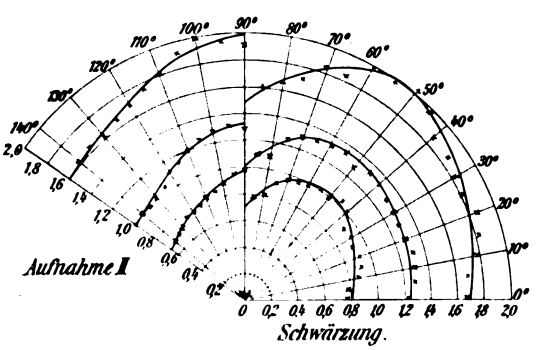


Fig. 4.

Digitized by Google

duziert, die Aufnahme I (Tafel, Fig. I) wurde mit sehr weichen Strahlen erhalten, die Aufnahme IV (Tafel, Fig. II) mit harten Strahlen. Bemerkenswert ist an dem Photogramm I die Schärfe des Beginns des Kohleschattens. Während der Aufnahme I war parallel zur Röhre ein Funkenmikrometer geschaltet, dessen Schlagweite entsprach einer Spannung von 15000 Volt. Der Druck in der Röhre wurde während der Aufnahme so hoch gehalten, daß im Mikrometer keine Funken übergingen. Die in der Aufnahme I wirksamen Strahlen hatten also eine Geschwindigkeit, die kleiner als $7{,}5 \cdot 10^9$ cm sec^{-1} war.

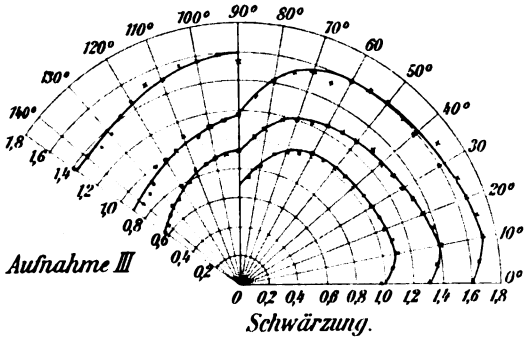


Fig. 5.

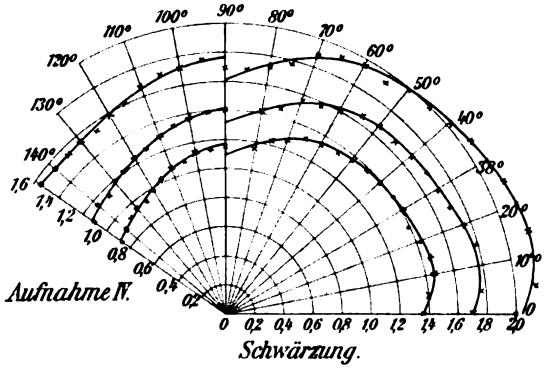


Fig. 6.

Aus den Kurven der Fig. 3—6 lassen sich zunächst für die verschiedenen Azimute die interpolatorisch korrigierten Schwärzungen S_a, S_b und S_c entnehmen. Diese drei Schwärzungen können zwar mit großer Annäherung demselben Azimut (Breite) zugeeignet werden, indes sind die Längen (ω') von S_b und S_c um ungefähr 5^0 von derjenigen von S_a verschieden; die sie erzeugenden Röntgenstrahlen legen also verschiedene Wege zurück. Es sei die Länge des Weges in der Glaswand für S_a gleich l_o; bei der Kleinheit der Längendifferenz zwischen S_b und S_c (ungefähr 12^0) gilt jedenfalls mit großer Annäherung $l = l_o + \lambda\omega$. $\varkappa'$ sei der Absorptionsindex des Glases, $\varkappa$ derjenige des Aluminiums. Es ist dann

$$\varkappa\, 0{,}04 = \lg S_a - \lg S_b - \varkappa'\lambda\omega' \qquad (1)$$

$$\varkappa\, 0{,}08 = \lg S_a - \lg S_c + \varkappa'\lambda\omega'. \qquad (2)$$

Die Absorptionsindizes, welche durch Vernachlässigung von $\varkappa'\lambda\omega'$ neben $\lg S_a - \lg S_b$ bez. $\lg S_a - \lg S_c$ erhalten werden gemäß den Gleichungen $\varkappa\, 0{,}04 = \lg S_a - \lg S_b$ bzw. $\varkappa\, 0{,}08 = \lg S_a - \lg S_c$, sind in den Fig. 7—10 für die verschiedenen Azimute durch die Zeichen x x bzw. o o markiert. Wie man sieht, sind sie zwar nicht viel, aber immerhin merklich voneinander verschieden. Die Korrektion $\varkappa'\lambda\omega'$ ist also nicht zu vernachlässigen. Durch Addition der Gleichungen (1) und (2) kann man indes das Glied $\varkappa'\lambda\omega'$ eliminieren, man erhält

$$\varkappa = \frac{2\lg S_a - \lg S_b - \lg S_c}{0{,}12}$$

Die nach dieser Formel bestimmten Absorptionsindizes des Aluminiums für verschiedene Azimute sind in den Fig. 7—10 durch das Zeichen ♂

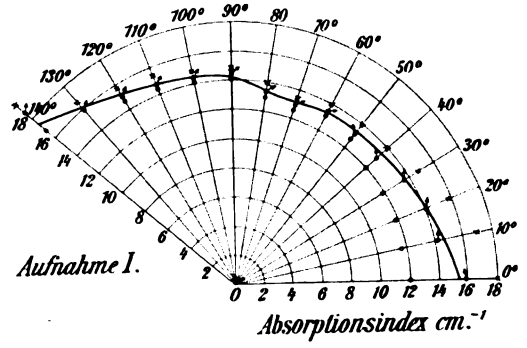


Fig. 7.

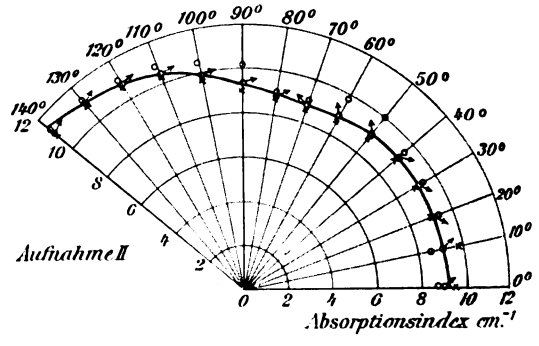


Fig. 8.

markiert und interpolatorisch durch Kurven verbunden.

Bei der Interpretation der Kurven der Fig. 7 bis 10 hat man sich zu erinnern, daß die von einer Antikathode in irgendeiner Richtung emittierte Röntgenstrahlung inhomogen ist, daß in

Digitized by Google

ihr gleichzeitig Strahlen von verschiedenem Absorptionsindex enthalten sind. Unter diesem Gesichtspunkt sind aus den Kurven über die Abhängigkeit der Röntgenstrahlung einer Antikathode vom Azimut folgende Resultate abzulesen.

1. Der mittlere Absorptionsindex der Röntgenstrahlung ist eine Funktion des Azimutes der Emissionsrichtung; er ist für Azimute $\varphi > 90^0$ größer als für Azimute $\varphi < 90^0$.

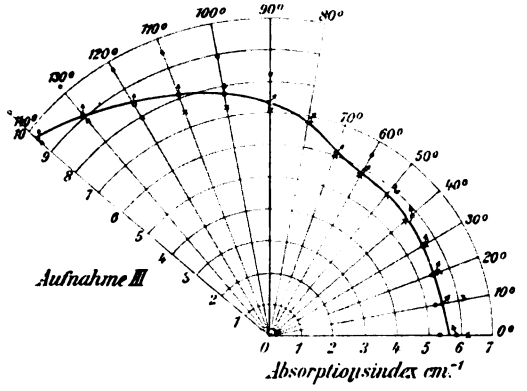


Fig. 9.

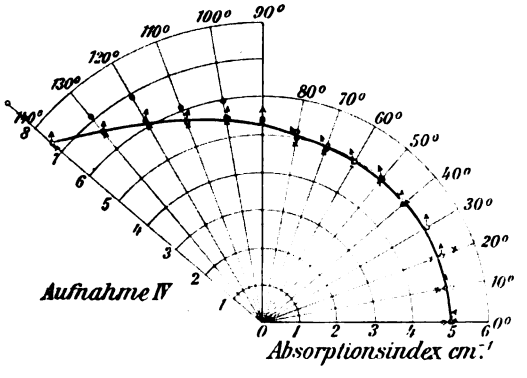


Fig. 10.

2. In dem Azimutfeld 0^0—90^0 scheint der mittlere Absorptionsindex mit wachsendem Azimut erst bis zu einem Minimum ab- und dann wieder zuzunehmen. Indes bedarf dieses theoretisch wichtige Resultat noch genauerer Untersuchung.

3. In der inhomogenen Röntgenstrahlung überwiegt bezüglich der Intensität auf der Rückseite der Normalebene zu dem erzeugenden Kathodenstrahlbündel (Azimut $\varphi < 90^0$) der Anteil der Strahlen von kleinerem Absorptionsindex, auf der Vorderseite der Normalebene überwiegt der Anteil der Strahlen von größerem Absorptionsindex.

4. Gemäß den Kurven der Fig. 3—6 ist die photographisch gemessene Intensität der inhomogenen Röntgenstrahlung eine Funktion des Azimutes; es ist die nach der Rückseite der Normalebene gehende Röntgenstrahlung nach jenen Kurven photographisch beträchtlich intensiver als die nach der Vorderseite gehende Strahlung, trotzdem die nach der Rückseite gehende Strahlung durch die Absorption in der Kohlenantikathode etwas geschwächt ist. Bei Korrektion der Kurven auf Absorption in der Kohlenantikathode und in der Glaswand würde die Dissymmetrie hinsichtlich der photographischen Intensität noch vergrößert werden.

Aus dem Vorstehenden ergibt sich folgende Konsequenz. Da die Röntgenstrahlung, die von einer Antikathode in irgendeiner Richtung emittiert wird, inhomogen ist und da ihr mittlerer Absorptionsindex eine Funktion des Azimutes ist, so ist es fehlerhaft, das Verhältnis der hinter einem absorbierenden Schirm (Glaswand, Aluminium) gemessenen Intensitäten gleich dem Verhältnis der Intensitäten (erg $\sec^{-1}$ cm^{-2}) der wirklich in den verschiedenen Richtungen von der Antikathode emittierten Röntgenstrahlen zu setzen ohne Berücksichtigung der Variation des mittleren Absorptionsindex mit dem Azimut und mit der absorbierenden Schichtdicke; dies gilt, mögen die Intensitäten der Röntgenstrahlen hinter dem absorbierenden Schirm durch die photographische, ionisierende oder thermische Wirkung gemessen werden.

Die vorstehenden und die früheren Beobachtungen über die Dissymmetrie in der Emission von Röntgenstrahlen stellen einerseits der genaueren Untersuchung des Phänomens bestimmte Probleme und geben andererseits Fingerzeige für die anzuwendende Methode.

Genauer ist zu untersuchen, ob der mittlere Absorptionsindex der von einer Kohlenantikathode emittierten Röntgenstrahlung in der Tat nicht für das Azimut $\varphi = 0^0$, sondern für ein größeres Azimut ein Minimum hat. Weiter ist zu untersuchen, inwieweit auch an Antikathoden aus anderen Elementen der Absorptionsindex und die Intensität der Strahlung, wenigstens in dem vor der Antikathode liegenden Azimutfeld, eine Funktion des Azimutes ist, und wie sich diese Abhängigkeit mit der Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen ändert. Auch nach einer Abhängigkeit der Inhomogenität der Strahlung vom Azimut (Änderung des mittleren Absorptionsindex mit der Schichtdicke) ist zu suchen.

Was die Methodik betrifft, so empfiehlt es sich,

Digitized by Google

zwar nur in einigen Emissionsrichtungen zu beobachten, in diesen aber genau das Verhältnis der Intensitäten der Strahlen hinter verschieden dicken absorbierenden Schichten zu vergleichen. Dies kann so geschehen, daß an die Röntgenröhren enge Ansatzröhren in den gewählten Emissionsrichtungen geblasen und auf diese genau gleich dicke, dünne Glasplatten gekittet werden; bis auf diese ist die Röhre in eine absorbierende Hülle zu kleiden; in größerem Abstande von der Antikathode, als es in meinen Beobachtungen der Fall war, sind die aus den Glasplattenfenstern tretenden Röntgenstrahlungen womöglich gleichzeitig zu messen. Als Stromquelle empfiehlt sich im Interesse einer guten Definition des Kathodenfalls die Influenzmaschine.

Ein Teil der bei den vorstehenden und den früheren Beobachtungen verwendeten Apparate wurde aus Mitteln beschafft, welche mir von dem Kuratorium der Jagor-Stiftung zur Verfügung gestellt wurden.

Aachen, Technische Hochschule, 15. Januar 1910.

(Eingegangen 25. Januar 1910.)

Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb.

Von H. Konen und W. Jungjohann.

1. Schon oft ist es als wünschenswert bezeichnet worden, an Stelle der gewöhnlichen Spektralröhren solche für Gleichstrombetrieb zu verwenden. So groß auch die Vorzüge der mit einem Induktorium betriebenen Geißlerschen Röhren infolge ihrer bequemen Verwendung und ihrer Brauchbarkeit beim Nachweis geringer Gasmengen sein mögen, so versagen sie doch, wenn es sich um quantitative Untersuchungen, etwa Energiemessungen in Gasspektren, oder um Erreichung möglichst großer Helligkeiten handelt. Im ersteren Falle sind nicht nur die mittleren Intensitäten, selbst bei Verwendung von elektrischen Schwingungen mit großer Maximalstromstärke, verhältnismäßig klein, auch die komplizierten, von Apparat zu Apparat in schwer kontrollierbarer Weise sich ändernden elektrischen Bedingungen der Entladung schließen im allgemeinen eine Trennung der verschiedenen Bestandteile der Gasspektra und eine Feststellung der Bedingungen ihres Auftretens aus. Wer ferner mit großer auflösender Kraft, beispielsweise mit großen Rowlandschen Gitterspektra von Geißlerröhren untersucht hat, wird den Wunsch empfunden haben, die Intensität seiner Lichtquelle zu erhöhen. Man kann sogar behaupten, daß die vielfach unzureichende Kenntnis so mancher Gasspektra, zumal jenseits der Grenzen des sichtbaren Spektrums zum großen Teil auf die relative Lichtschwäche der Spektralröhren zurückzuführen ist.

2. Es liegt nahe, statt des Induktoriums Gleichstrom zu verwenden. Geschieht dies, so erhält man genau kontrollierbare elektrische Bedingungen und die einzelnen Teile der Strombahn heben sich deutlich und stetig voneinander ab. Dennoch kann man nicht sagen, daß die älteren Versuche mit Gleichstrom den erwarteten Erfolg gehabt hätten. Infolge des in den meisten Gasen, zumal bei höheren Drucken, sehr beträchtlichen Kathodenfalls ist es erforderlich, zum Betrieb der Gleichstromröhren Hochspannungsbatterien zu verwenden. Besitzen diese indes die übliche, durch Rücksicht auf die Kosten, den Raum und die Instandhaltung bedingte Form, so kann man ihnen nur wenige Milliampere entnehmen. Gleichstromdynamos von entsprechender Leistungsfähigkeit sind aber nicht nur sehr kostspielig, sondern auch recht diffizil und können wohl schwerlich als Mittel der gewöhnlichen Laboratoriumspraxis in Frage kommen.

Allein, auch wenn eine Stromquelle von der genügenden Spannung und Kapazität zur Verfügung steht, so wird doch die an der Kathode bei höheren Stromstärken geleistete Arbeit so groß, daß besondere Vorkehrungen getroffen werden müssen, um Röhre und Elektrode vor dem Schmelzen zu bewahren.

Soviel wir sehen, liegen daher auch nur wenige Versuche in dieser Richtung vor. Die ausgezeichneten und bemerkenswerten Erfolge, die Paschen[1]) mit Quarzröhren mit Gleichstrombetrieb unter Benutzung einer Batterie von ausnahmsweise großer Kapazität und Elementenzahl erreicht hat, sind publiziert worden, als wir den größten Teil unserer Versuche bereits angestellt hatten, so daß wir unabhängig von Paschen einen ähnlichen Weg gegangen sind.

3. Die Eigenschaften der Wehneltschen Kathoden legen es nahe, durch Verwendung von glühenden, mit Oxyden überzogenen Metallblechen als Kathoden die Unbequemlichkeiten der Hochspannungsbatterien zu vermeiden. In der Tat haben neben Wehnelt selbst eine Reihe anderer Beobachter, wie Wiedemann, Geiger, Janicki u. a. derartige Röhren verwendet, die sogar von verschiedenen Seiten in den Handel gebracht worden sind. Dabei haben die einen die Gasentladung als Lichtquelle verwendet, die anderen den bogenähnlichen Entladungsvorgang an der Anode, der eintritt infolge des Anodenfalls, wenn man durch Verkleinern der Anode

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. (4) **27**, 537—570, 1908.

Digitized by Google

die Stromdichte an derselben genügend steigert. Man erhält alsdann einen Vorgang, der dem von Hagenbach[1]) kürzlich beschriebenen Bogen unter vermindertem Druck in den wesentlichen Zügen gleicht. Es ist bei Verwendung Wehneltscher Kathoden leicht, mit Lichtspannung zu Gasentladungen von mehreren Amperes Stromstärke zu gelangen, wenn man Kathoden von genügender Oberfläche verwendet. Für spektroskopische Zwecke kommt es, was verschiedentlich übersehen worden ist, jedoch nicht auf die Stromstärke, sondern auf die Stromdichte und, da die meisten Gase nur wenig absorbieren, auf die Schichtdicke an. Von diesem Gesichtspunkte aus betrachtet, kann man die bisher erreichten Stromdichten nicht eben als groß bezeichnen, da durchweg Röhren von großem Querschnitt benutzt wurden.

Wir selbst haben, zum Teil in Gemeinschaft mit Herrn J. Kyll, eine große Reihe von Versuchen mit Spektralröhren mit Wehnelt-Kathoden angestellt, indem wir deren Form nach den verschiedensten Richtungen hin variiert haben. Wir sind dabei mit dem Durchmesser der Röhre zuletzt bis auf 1 mm heruntergegangen und haben Stromdichten von über 60 Amp./cm² erreicht. Dabei war die Grenze der Stromsteigerung noch keineswegs erreicht. Es war lediglich unmöglich, bei derartigen, starken Bogenentladungen gleichkommenden Stromdichten Glasröhren zu verwenden. Wir haben verschiedene Formen von Röhren benutzt, die in Wassergefäße eingeschlossen waren, fanden es jedoch unmöglich, in Glasröhren längere Zeit Ströme von der genannten Größe zu verwenden. Die Erfahrungen mit diesen Röhren, an denen zugleich spektrale Intensitätsmessungen in Emission und Absorption ausgeführt wurden, werden an anderer Stelle ausführlich beschrieben werden.

4. Trotz mancher guten Leistungen haben wir schließlich die beschriebenen Röhren mit Wehnelt-Kathoden wieder verlassen. Die Notwendigkeit, einen besonderen Strom zur Heizung der Kathode zu benutzen, der dazu bei größerer Oberfläche der Kathode gegen 10 Amp. betragen muß, somit viel Wärme produziert, bedingt eine ziemlich große Dimensierung der Röhre, die mit ihrem Kühlgefäß unhandlich wird. Dazu ist es bei aller Vorsicht kaum zu vermeiden, daß bei derartig starken Strömen, wie wir sie verwendeten, das Kathodenblech hin und wieder durchbrennt. Die hiermit verbundenen Nachteile lassen sich nur unvollkommen durch vorherige Anlage mehrerer Reserveglühkathoden vermeiden. Vor allem aber halten die Glasgefäße nicht die nötige Stromdichte aus. Da man wegen der Glühkathode, die mit den zu ihrer Erneuerung erforderlichen Ansatzstücken der Röhre nicht unter eine gewisse Grenze verkleinert werden kann, der Röhre ziemliche Dimensionen geben muß, so verbietet sich die Verwendung von Quarzgefäßen schon wegen der technischen Schwierigkeiten und der für mäßig dotierte Institute unerschwinglichen Kosten.

5. Wir haben nun gefunden, daß sich durch eine einfache Modifikation der genannten Röhren eine für viele Zwecke äußerst brauchbare Form von Spektralröhre ergibt, die etwa in der Mitte zwischen einer für Hochspannung berechneten und einer Wehneltschen Röhre steht. Man kann nämlich auf den Heizstrom der Glühkathode gänzlich verzichten. In vielen Gasen genügt bis zu Drucken von 10 mm hinauf ein Induktionsstoß eines kleinen Induktoriums oder auch nur das Annähern einer geriebenen Hartgummi-, Glas- oder Siegellackstange an eine mit passender Kathode versehene Röhre, um eine Entladung einzuleiten, wenn nur die zur Verfügung stehende Spannung etwa 800 Volt beträgt[1]). Es genügt dazu, an der Kathode ein kleines Stück, etwa 0,25 cm² Platinblech von etwa 0,01 mm Dicke anzubringen, das vorher durch Eintauchen in eine Lösung von Kalziumnitrat + Bariumnitrat und Glühen in einem Bunsenbrenner mit einer dünnen Schicht der Oxyde überzogen ist. Je dünner der Überzug ist, desto vorteilhafter arbeitet die Röhre; auch kann das Platinblech noch viel kleinere Abmessungen besitzen. Nähert man einer derartigen Röhre z. B. einen geriebenen Hartgummistab, so bemerkt man bei angelegtem Potential eine leuchtende Vorentladung (Glimmentladung), der das Einsetzen der Bogenentladung mit einem gewissen Zwischenraum, meist unmittelbar, folgt. Die Bogenentladung ist dadurch charakterisiert, daß ein Punkt des Platinbleches durch die Entladung selbst zum Glühen erhitzt wird. Dadurch wird der negative Kathodenfall auf wenige Volt herabgesetzt und die Klemmenspannung der Röhre sinkt unter Umständen bis auf 90 Volt, in weiten Röhren bis auf 30 Volt und weniger. Der Energieverbrauch beschränkt sich im wesentlichen auf die positive Säule und den Anodenfall, so daß sich, wie beim Bogen, die Anode am stärksten erhitzt, ohne jedoch, wie beim echten Bogen, zu verdampfen und sich mit ihrem Material an der Leitung des Stromes zu beteiligen. Das negative Glimmlicht fehlt.

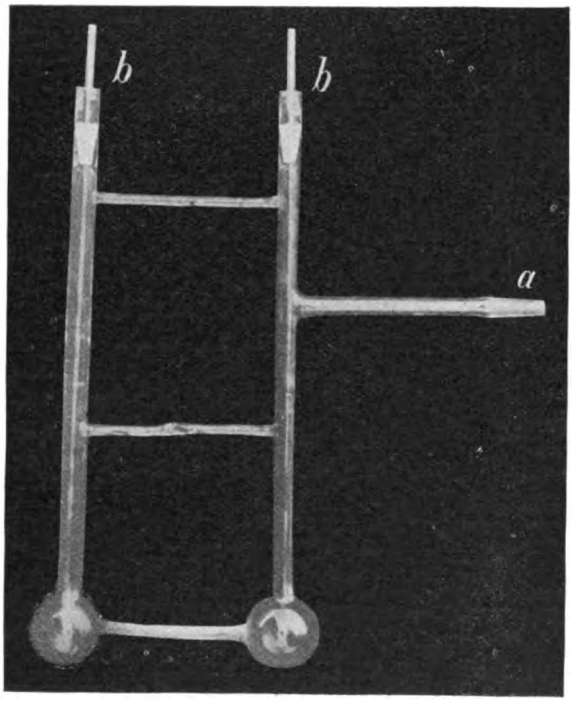
6. Nach zahlreichen Vorversuchen haben wir die folgende Form der Röhre gewählt (Fig.). Sie ist von der Firma Heraeus aus Quarzglas

1) A. Hagenbach, diese Zeitschr. 10, 649—657, 1909.

1) Für die weiter unten beschriebene Röhrenform. Bei weiten Röhren genügen 440 Volt und weniger.

Digitized by Google

hergestellt und kann bei *a* mittels eines Glasschliffs mit der Pumpe verbunden werden. Die Länge der Schenkel *b b* beträgt etwa 22 cm. Die Kugeln haben einen Durchmesser von rund 3 cm. Die Kapillare ist innen etwa 2 mm weit und 60 mm lang. Sie kann sowohl enger, wie auch länger gewählt werden. Wir haben dies vermieden, um die Röhren auch zu Absorptionsversuchen benutzen zu können. Bei *b* sind Nickelstahlelektroden mit Konus eingeschliffen, die durch Aufgießen eines Tropfens Quecksilber gedichtet werden. Die Elektroden sind aus Stahldraht von etwa 2 mm Durchmesser gefertigt und tragen an ihrem unteren Ende ein einige Zentimeter langes, dickeres Stück[1]). Das



zur Kathode bestimmte trägt einen Schlitz, in den ein Stückchen Platinblech von der beschriebenen Beschaffenheit eingeklemmt wird.

7. Als Stromquelle verwendeten wir eine Akkumulatorenbatterie von 420 Elementen, die in Serie maximal 1,2 Amp., für kurze Zeit 1,5 Amp. lieferte und aus den Mitteln der Hittorfstiftung beschafft worden ist. In der Hoffnung auf eine dermaleinstige Vergrößerung haben wir sie sehr sorgfältig aufgestellt und durch Paraffin und dicke Glasplatten isoliert. Die Säure ist in der üblichen Weise mit Paraffinöl übergossen; ferner sind die zur Batterie führenden Leitungen auf Paraffinklötze montiert. Bei verhältnismäßig sehr geringen Anschaffungskosten hat diese Batterie sich seit mehreren Jahren aufs beste bewährt und ohne jede Störung gearbeitet. Wir haben sie teils als Ganzes, teils mit der Netzspannung von 440 Volt in Serie, teils in Gruppen von 140 parallel geschalteten Elementen benutzt. Dabei zeigte sich, daß sowohl die Spannung wie auch die Kapazität der Batterie für alle Zwecke ausreichte. Als Widerstände verwendeten wir Widerstandsbänder der Firma Schniewindt in Neuenrade i. W., die neben großer Billigkeit den Vorzug bequemer Montage, geringer Selbstinduktion und hoher Tragfähigkeit besitzen. Die Klemmenspannung der Röhren wurde mit einem geeichten Elektroskop gemessen, da die Zündung der Röhren bei nicht stromfreien Meßinstrumenten Schwierigkeiten bereitet.

8. Die Charakteristik der Röhren gleicht im ganzen der Charakteristik der Wehnelt-Röhren. Bei bestimmten, von Gas zu Gas wechselnden Drucken setzt die Entladung auch bei 840 Volt von selbst ein. Andernfalls genügt, wie bereits erwähnt, die Annäherung eines geriebenen Hartgummistabes. Die Wirkung desselben äußert sich vorzugsweise in der Anode. Vielfach genügt es auch, die Röhre durch Berühren oder besser durch Bestreichen mit einer Flamme abzuleiten. Dies erwies sich manchmal als notwendig, wenn die Röhre längere Zeit gebrannt hatte und man die Entladung durch elektrostatische Wirkung einleiten wollte. Neben der ableitenden Wirkung einer Flamme besteht auch eine Wirkung der Wärme. Auch wenn man die Röhre mittels einer Bunsenflamme zu schwacher Rotglut erhitzt, tritt eine Herabsetzung des Entladungspotentials ein. Da man bei diesen Versuchen eine intensive blaugrüne Phosphoreszenz des Quarzgefäßes unter dem Einfluß der ultravioletten Strahlung der Bunsenflamme beobachtet (der innere Kegel ist besonders wirksam), so liegt es nahe, eine Wirkung des ultravioletten Lichtes zu vermuten. Diese Annahme trifft indes nicht zu, wie wir uns durch Kontrollversuche mit Hilfe einer Bogenlampe und des durch eine Quarzlinse konzentrierten Lichtes einer Funkenstrecke überzeugten. Ebensowenig zeigte die Strahlung von in die Nähe gebrachtem Radiumbromid eine herabsetzende Wirkung. Doch hatte bei unseren Versuchen die Radiumstrahlung zuerst 0,5 mm Glas und dann das Quarzglas zu durchdringen; möglicherweise ist das negative Resultat hierauf zurückzuführen. Die Annäherung eines Magnetfeldes erwies sich gleichfalls als unwirksam. Doch sind wir noch mit genaueren Versuchen über diesen Punkt beschäftigt. Endlich genügt es auch, wie bereits er-

1) Dasselbe kann natürlich in vielen Fällen vorteilhaft durch Zylinder aus anderen Metallen, z. B. Aluminium, ersetzt werden.

Digitized by Google

wähnt, zur Einleitung der Entladung einen Induktionsstoß eines kleinen Induktoriums durch die Röhre gehen zu lassen. Dazu wird ein Pol mit der entfernteren Elektrode, der andere mit einem Platindraht verbunden, den man in das Glasstück einsetzt, das die Röhre mit der Pumpe verbindet.

9. Mit Hilfe der genannten Mittel gelingt es unschwer, bei Drucken von rund 0,5—10 mm, also gerade in dem für die meisten spektroskopischen Zwecke in Frage kommenden Druckgebiete, Entladungen einzuleiten. Die Grenzzahlen für die Drucke wechseln mit dem benutzten Gase und mit der Röhre. Will man zu höheren Drucken übergehen, so empfiehlt es sich, zuerst die Entladung bei niedrigerem Drucke einzuleiten und dann während des Durchganges des Stromes Gas zuzulassen. Evakuiert man unter eine bestimmte Grenze, so tritt zunächst die Glimmentladung ein, die Stromstärke geht herunter und zuletzt erlischt die selbständige Strömung. Innerhalb des genannten Druckintervalls läßt sich die Stromstärke jedoch in einfachster Weise regulieren und bleibt bis auf Bruchteile eines Prozentes konstant. Geht man bei Röhren von der beschriebenen Größe mit der Stromstärke erheblich unter 200 Milliamperes herunter, so setzt leicht die Glimmentladung ein, indem die verhältnismäßig geringe Wärmemenge, die an der Kathode produziert wird, durch Wärmeleitung abgeleitet wird und der Rest nicht mehr genügt, um die zur Beseitigung des Kathodenfalls nötige Temperatursteigerung hervorzubringen. Unter gewissen Umständen beobachtet man alsdann einen periodischen Wechsel zwischen Bogen- und Glimmentladung. Nachdem die Glimmentladung einige Zeit gedauert hat, steigt infolge des erhöhten Kathodenfalls die Temperatur der ganzen Kathode und die Temperatur des Platinblechs überschreitet die zur Erreichung der Bogenentladung notwendige Grenze. Sobald dies geschehen ist und die Bogenentladung beginnt, sinkt die an der Kathode geleistete Arbeit, das Glimmlicht setzt wieder ein und der Vorgang wiederholt sich. Man kann sein Einsetzen beliebig verzögern, wenn man das Oxydblech genügend verkleinert, aus dünnerem Bleche herstellt und mittels eines dünnen Drahtes mit der Stahlkathode verbindet. Mit steigender Stromstärke nimmt der Durchmesser der an der Kathode glühenden Stelle zu. Man bemerkt jedoch erst bei Strömen von etwa 0,7 Amp. aufwärts Zeichen einer stärkeren Verdampfung der die Kathode bedeckenden Oxyde. Es bildet sich dann eine unmittelbar der Kathode aufsitzende Aureole von rotgelber Farbe, die neben einigen Linien des Kalziums und Bariums die Oxydbanden der beiden Metalle zeigt. Diese Bemerkung stützt sich nur auf okulare Beobachtung. In den Spektren der Kapillare ist im allgemeinen nichts von den Linien der genannten Metalle zu bemerken. Es empfiehlt sich indes, einen Überschuß von Oxyd an der Kathode zu vermeiden. Denn infolge der Verdampfung eines Teiles desselben bildet sich in der Kapillare ein Oxydanflug, der bei Glühhitze das Quarzglas angreift und trübt. Für den normalen Gebrauch der Röhre bei Längsdurchsicht ist dies jedoch ohne Bedeutung, da sich die Trübung auf die Kapillare beschränkt und erst nach wochenlangem Gebrauche eintritt, außerdem bei der nötigen Vorsicht ganz vermieden werden kann. Aus dem genannten Grunde empfiehlt es sich ferner, stets von der Seite der Anode her zu beobachten. Bei längerem Gebrauche und bei Verwendung höherer Stromstärken zerstäubt zudem die Kathode und bildet allmählich einen braunen Überzug auf der Innenseite der Röhre, der bei Verwendung von Stahlelektroden aus Eisen und Platin besteht. Derselbe ist jedoch leicht mit verdünnter Salpetersäure zu entfernen.

10. Wir haben in den Quarzröhren Ströme bis 1,5 Amp. benutzt. Eine weitere Steigerung verbietet sich durch die zunehmende Erhitzung der Anode, die bereits bei 0,7 Amp. lebhaft glüht. In weiteren Röhren haben wir dickere Anoden benutzt und sind so zu größeren Stromstärken gelangt. Auch die Kapillare wird bei der genannten Stromstärke bereits zu Gelbglut erhitzt. Trotzdem ist infolge der langen Schenkel der Röhre eine Kühlung der Elektroden überflüssig.

Bei Stromstärken von etwa 0,2—1,5 Amp. bzw. Stromdichten von 6—50 Amp. pro cm^2 cr. leuchteten die Röhren mit verschiedenen Gasfüllungen mit bogenähnlichem Glanze. Wie in der Nähe einer Vakuumbogenlampe mit Quecksilber macht sich intensiver Ozongeruch bemerkbar, bei verschiedenen Gasen in verschiedenem Maße, besonders intensiv bei Füllung mit *CO*. Zur Aufnahme einer mit Stickstoff gefüllten Röhre mit Hilfe eines Rowlandschen Konkavgitters von 180 cm Brennweite, geringer Breite der geteilten Fläche und mäßiger Lichtstärke genügt eine Expositionszeit von 1—2 Minuten, um in der ersten und zweiten Ordnung das ganze Spektrum unterhalb 4800 auf gewöhnlichen Platten zu erhalten. Ein Konkavgitter von 4 m Radius lieferte in der dritten Ordnung das gleiche Spektrum in 10 Minuten. Ähnliche Expositionszeiten ergaben sich für Röhren mit Wasserstoff, Kohlendioxyd, Kohlenoxyd usw. Die genannten Zahlen haben selbstverständlich keinen absoluten Wert, da sie von zu vielen wechselnden Bedingungen abhängen, genügen jedoch, um einen Vergleich mit gewöhnlichen Spektral-

Digitized by Google

röhren zu ermöglichen, die, mit einem Induktorium von 40 cm Schlagweite und einem Primärstrom von etwa 8 Amp. betrieben, stundenlange Expositionszeit erforderten.

11. Die Füllung und Reinigung der Röhren unterscheidet sich nicht von dem gewöhnlich bei Spektralröhren angewendeten Verfahren. Wir verweisen besonders auf die Abhandlung von Paschen[1]) und machen nur einige Bemerkungen. An störenden Verunreinigungen der Röhren haben wir besonders Wasserstoff, Wasserdampf, Quecksilber sowie Kohlenstoff und seine Verbindungen bemerkt. Die Linien des Quecksilbers sind, zumal auch bei photometrischen Messungen sehr störend. Sie rühren teils von dem aus der Pumpe stammenden Quecksilberdampf, teils von den Verschlüssen her, werden jedoch nur stark, wenn die Dichtungen der Elektroden nicht sorgfältig hergestellt sind. Beim Einsetzen der Elektroden und dem Aufgießen des Quecksilbers ist peinlich darauf zu achten, daß keine Spur des Metalls in die Röhren eindringt. Nur dann läßt sich der Quecksilberdampf der Röhre durch häufiges Erhitzen, Ausspülen und starkes Evakuieren, event. mit Hilfe flüssiger Luft und Kohle sowie eines auf tiefer Temperatur gehaltenen vor die Pumpe geschalteten Rohrstückes unschädlich machen.

Der Wasserstoff stammt vermutlich aus den Elektroden, die längere Zeit erhebliche Mengen des Gases abgeben. Man erhält alsdann, trotz sorgfältigsten Trocknens, meist gleichzeitig das Spektrum des Wasserdampfes, wohl infolge einer Wasserabgabe der Oxydkathode und teilweiser Reduktion der Oxyde durch den Wasserstoff. Nach einiger Zeit läßt jedoch die Wasserstoffproduktion nach und mit ihr verschwindet auch das Wasserdampfspektrum. Eine Bestätigung dieser Erklärung des Auftretens der Wasserdampfbanden ergibt sich auch, wenn man die Röhren mit möglichst sorgfältig hergestelltem und getrocknetem Wasserstoff füllt. Man erhält alsdann neben den Linien des Serienspektrums und dem zweiten Wasserstoffspektrum (Viellinienspektrum) zugleich Linien der stärksten Wasserdampfbande bei 3064. Das Auftreten von Linien des Wasserstoffs kann ferner dadurch herbeigeführt werden, daß man die Röhre mit einer Wasserstoff- oder Kohlenwasserstoffflamme stark erhitzt. Es diffundieren alsdann Kohlenwasserstoffe und Wasserstoff ins Innere der Röhre.

Die Spektra des Kohlenstoffs und seiner Verbindungen rühren zum Teil von Verunreinigungen der Röhren selbst, zum größeren Teil von dem Kohlenstoff der Stahlelektroden her. Bei Stickstoffüllung erhält man daher zunächst das Cyanspektrum, ferner das Kohlenstoffbandenspektrum (Swanspektrum) in mehr oder minder vollständiger Entwicklung, außerdem die Linien des Kohlenstoffs selbst als Verunreinigung. Ist Stickstoff ausgeschlossen, so findet man neben den genannten Spektren vielfach noch die dritte Deslandressche Gruppe der sogen. Kohlenoxydbanden als Verunreinigung. Alle diese Verunreinigungen sind anfangs störend, verschwinden jedoch bei längerem Stromdurchgang, bei häufigem Evakuieren, Ausspülen mit Sauerstoff und Ausspülen mit dem Füllgase, so daß man sehr reine Röhren erhält.

12. Die genaue Bestimmung der elektrischen Eigenschaften der beschriebenen Röhren stößt auf erhebliche Schwierigkeiten. Messungen des Potentialgefälles an der Anode und Kathode sowie des Gradienten in der positiven Säule sind bei den von uns benutzten Stromdichten bisher nicht ausgeführt worden und schwierig, da sich Sonden schlecht einführen lassen und abschmelzen. Wenn man die bei den stärksten bisher benutzten Strömen ausgeführten Messungen extrapoliert, so findet man einen Anodenfall von etwa 15—20 Volt unter der Annahme, daß sich auch in dem fraglichen Bereich der Anodenfall nur langsam mit der Stromdichte ändert und die Änderungen mit dem Druck usw. vernachlässigt werden können. Der Kathodenfall kann nach den an glühenden Oxydkathoden ausgeführten Messungen abgeschätzt werden und ist jedenfalls sehr klein. Man erhält so Näherungswerte für den Potentialgradienten in der positiven Säule, die zugleich eine Abschätzung des Energieverbrauchs pro Volumeinheit ermöglichen. Die so erhaltenen Werte stimmen für ungeschichtete Entladung angenähert mit denjenigen überein, die aus den bisherigen Messungen über die Abhängigkeit des Gradienten in der positiven Säule von Rohrweite, Druck- und Stromstärke gefolgert werden können. Mitteilungen über diese Beobachtungen sollen noch folgen. Sie sind hier nur erwähnt, um auf die Möglichkeit einer Abschätzung des Energieverbrauches in den Röhren und die Nützlichkeit genauerer Messungen des Anodenfalls hinzuweisen.

Man erhält je nach Stromstärke und Druck geschichtete oder ungeschichtete Entladungen. Daß dieselben kontinuierlich sind, geht innerhalb der Genauigkeit der Methode aus Beobachtungen mit Telephon und rotierendem Spiegel hervor, die wir angestellt haben. Die Entladung steht ihrem allgemeinen Charakter nach in der Mitte zwischen einer Glimmentladung und einem Bogen und gleicht in mancher Beziehung dem Bogen bei vermindertem Drucke, den Hagenbach kürzlich beschrieben hat und in den sie

1) l. c.

Digitized by Google

sich durch Steigerung der Stromstärke kontinuierlich überführen läßt.

Wir haben Röhren der beschriebenen Art zu verschiedenen Zwecken mit Nutzen verwenden können. Bei der Benutzung als Lichtquelle zur Photographie von Gasspektren zeigte sich, daß besonders Bandenspektra großer Intensität geliefert wurden. An diesen, sowie an verschiedenen Linienspektren hat besonders der eine von uns (J.), sowie Herr Kyll photometrische Messungen über den Zusammenhang von Absorption und Emission mit Druck, Stromstärke und Energieverbrauch ausgeführt, über die in der nächsten Zeit berichtet werden wird, ebenso wie über die Verwendung zu Versuchen über die Verteilung der Emission über die Entladungsbahn u. a. m.

Bei allen diesen Gelegenheiten haben sich die von uns beschriebenen Röhren bewährt. Bedenkt man, daß eine Quarzröhre nicht nur zum Gleichstrombetrieb geeignet ist, sondern auch als Metallvakuumbogenlampe sowie als gewöhnliche Geißlerröhre in Verbindung mit einem Induktorium benutzt werden kann, ferner, daß die Kosten einer Batterie kleiner Akkumulatoren, die eine vorhandene Lichtleitung von 440 Volt auf 840 Volt bringt oder eines entsprechenden kleinen Generators kaum den Preis eines größeren Induktoriums übersteigen, so wird man zugeben, daß die beschriebene Art von Röhren geeignet ist, in vielen Fällen die üblichen Vakuumröhren zu ersetzen.

Münster, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 28. Januar 1910.)

Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen. (Contributo sperimentale alla conoscenza delle modalità di rottura degli oggetti di vetro.)

Von Lucio Gabelli.

I. Teil.

Meines Wissens hat bisher noch niemand eine allgemeine Untersuchung über die verschiedenen Fälle des Bruches von Glasgegenständen unternommen. Nur selten, und dann meist zufällig, finden sich einige Angaben. In den physikalischen Lehrbüchern werden einige Fälle des Bruches gläserner Gegenstände erwähnt. Hierher gehören der bekannte Fall der Batavischen Tränen; ferner der nicht minder bekannte, aber selten ausgeführte Versuch mit einem Geschoß, das eine Scheibe glatt durchbohren soll, ohne Sprünge hervorzurufen; dann der Fall des durch Schallschwingungen zerbrochenen Becherglases; endlich die elektrische Durchbohrung von Glas. Weniger bekannt sind die bereits im Jahre 1802 von G. Lodovico Bianconi beschriebenen Bologneser Fläschchen.

In neuerer Zeit sind während des Ausbruches des Vesuvs im Jahre 1906 und während eines Hagelunwetters zu Velletri im gleichen Jahre zahlreiche Fälle eines charakteristischen Bruches (glatte Abtrennung einer Platte aus der Scheibe) vorgekommen. Diese Fälle sind ausführlich und von vielen Autoren erörtert worden[1]). Ich bin an diese Untersuchung in zwei Arbeiten[2]) rein empirisch und von allgemeinen Gesichtspunkten aus herangetreten.

Wo sich aber Angaben finden, da zeigt sich im allgemeinen der Forscher von der Suche nach der Ursache des Bruches eingenommen und vernachlässigt dabei ganz oder fast ganz die eingehende Beschreibung. Das kommt nun vielleicht nur von einer vagen, aber allgemein irrtümlichen Ansicht her, wonach die Modalitäten des Bruches von Glasgefäßen äußerst veränderlich und zufällig sein sollen, ohne daß es jedoch möglich wäre, irgendeine morphologische Gesetzmäßigkeit hierfür aufzufinden. Ich habe nun seit einigen Jahren mein Augenmerk auf derartige Dinge gerichtet und habe dabei feststellen können, daß in der Mehrzahl der Fälle der Bruch, mag er auch noch so kompliziert sein, sich auf typische Konfigurationen zurückführen läßt, die man beständig in all den Fällen wiederkehren sieht, wo der Bruch ähnliche Ursachen hatte.

Es ist also möglich, auch für den Bruch von Glasgegenständen eine Morphologie aufzustellen, und diese lehrt, wie übrigens immer, das Vorhandensein einer konstanten Beziehung zu den dynamischen Umständen, die den Bruch herbeiführten. Während aber die aus nicht isotropen Materialien bestehenden Körper nach Modalitäten zerbrechen, die weit mehr mit ihrer eigenen Struktur zusammenhängen als mit den Ursachen des Bruches, vermag bei den gläsernen Gegenständen (Glas ist der klassische Typus und das nächstliegende Beispiel für amorphe Körper) auch die Ursache der Konfiguration des Bruchsystemes wichtige und charakteristische Eigentümlichkeiten aufzuprägen.

Dieses vernachlässigte Problem des Bruches von Glasgegenständen verdient nicht nur vom

1) Siehe hauptsächlich J. Galli, Turbine grandinoso e vetri forati a Velletri. Memorie della Pontificia Accademia Romana dei Nuovi Lincei. **25**, Rom 1907.

2) Osservazioni ed esperienze sulla rottura dei corpi vitrei. Memorie della Pontificia Accademia Romana dei Nuovi Lincei. **26**, Rom 1908, und: Nuove ricerche sperimentali sul sistema di rottura di lamine vitree per squilibrio termica. Daselbst **27**, 1909.

Digitized by Google

theoretischen Gesichtspunkte aus, als ein Kapitel der Elastizitätstheorie, Beachtung, sondern auch vom praktischen Standpunkte aus. Unter anderem würde nämlich die Transportindustrie großen Nutzen davon haben, wenn sie sichere Normen besäße, die dazu dienen könnten, die Ursache der zahlreichen beständig erfolgenden Schäden anzugeben.

Zum Beweise für die eingangs aufgestellten Behauptungen, insbesondere für das Vorhandensein einer konstanten Beziehung zwischen der Art des Bruches und der diesen hervorrufenden Einwirkung, will ich hier einige von mir ersonnene Versuchsreihen anführen. Ich habe jede dieser Versuchsreihen zu wiederholten Malen ausgeführt und dabei immer dieselben Ergebnisse erhalten.

Ich schmeichle mir, daß die vorliegende Mitteilung, wenn sie auch nur kurz ist, den Erfolg haben möchte, andere zur Erforschung dieses neuen Arbeitsgebietes anzuregen, sei es zu einer ausgedehnteren und eingehenderen Untersuchung der Morphologie im Dienste der praktischen Anwendung, sei es zur Deutung der Dynamik an der Hand der fruchtbaren analytischen Methoden der mathematischen Physik.

Ich werde mit Vergnügen bereit sein, solchen Forschern meine reichhaltige und mannigfaltige Materialsammlung zur Verfügung zu stellen.

Die Versuche, die ich hier mitteilen will, ordnen sich in drei Klassen gemäß folgender Einteilung, die wenigstens vorläufig zur Betrachtung der verschiedenen möglichen Fälle von Bruch in ihrer Gesamtheit dienen kann.

Einteilung der Arten von Bruch gläserner Gegenstände.

Erste Klasse. — Außerhalb der Glasplatte liegende Ursachen; lokalisiertes Angreifen; Bruchsystem unabhängig von den Grundlinien der Konstruktion des zerbrochenen Gegenstandes und in den typischen Fällen durch vollkommene zirkulare Symmetrie rings um die getroffene Stelle ausgezeichnet; das Bruchsystem weist dagegen nur eine symmetrische Anordnung seiner Teile in bezug auf eine Linie auf, wenn der Angriff nur teilweise lokalisiert war, oder wenn die Glasplatte besondere Verhältnisse hinsichtlich ihrer Längsausdehnung oder ihrer Krümmung nach bestimmten Richtungen zeigte.

Beispiel: Auftreffen eines Geschosses.

Zweite Klasse. — Äußere Ursachen; Angriff auf eine ganze Oberfläche des Körpers ausgedehnt, falls dieser plattenförmig ist; das Bruchsystem folgt in den typischen Fällen (Gegenstände von vollkommen regelmäßiger Gestalt) vorgezeichneten und der Konstruktion des Gegenstandes zugrunde liegenden Linien (Abtrennung der Grundplatte, Längsriß durch den Boden und längs der Seitenwände des Gefäßes). In den, bei weitem häufigsten, Fällen von Unvollkommenheiten, insbesondere in der Dicke der Glasplatte, lokalisiert sich der Angriff, und das Bruchsystem strebt dann, bis zu einem gewissen Grade die Brucharten der ersten Klasse nachzuahmen, von denen es jedoch auch in diesen Fällen stets unterschieden werden kann.

Beispiel: Springen eines Gefäßes.

Dritte Klasse. — Innere Ursachen und rein inneres Angreifen dieser gegen die Glasscheibe. Das Bruchsystem ist bei den verschiedenen in dieser Klasse vereinigten Kategorien sehr verschieden.

Beispiel: Bruch infolge Störung des Wärmegleichgewichtes oder infolge der Bedingungen beim Temperieren.

Das dieser Einteilung zugrunde liegende Unterscheidungsmerkmal betrifft offenbar hauptsächlich die Ursache. Das Geschoß, einerlei welcher Art es sein mag, welches einen Körper trifft und ihn zerbricht, berührt den Gegenstand in einem ganz bestimmten, und in den meisten Fällen sehr kleinen, Teile seiner Oberfläche. Im Gegensatz hierzu greift die Spannung, welche der Inhalt eines Gefäßes aus irgendwelchen Gründen von innen her auf dieses ausübt, an der ganzen inneren Oberfläche an. In der dritten Klasse liegt die Ursache im Augenblicke des Bruches immer innerhalb der Schicht der Glasplatte, wenn sie auch in vielen Fällen äußerer Herkunft ist. In gewissen Fällen bedarf es zum Eintreten eines Bruches außer der wirksamen Ursache noch einer gelegentlichen Ursache. Das Auftreten des Bruches mit seinen Konfigurationsmodalitäten hängt nur von der wirksamen Ursache ab, aber diese kann nicht ohne das Eingreifen der gelegentlichen Ursache in Wirkung treten. Ein klassisches Beispiel hierfür ist der Bruch der Batavischen Tränen.

Erste Klasse.

Unter den zahlreichen Problemen, denen man beim Studium der Brucharten, sofern sie dieser Klasse angehören, begegnet, verdient das folgende Beachtung. Ich habe seine Lösung experimentell mit vollkommener Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen erhalten.

Eine Flasche kann man zerbrechen, wenn man sie in einem Punkte ihrer äußeren konvexen Zylinderfläche schlägt; aber wird es auch mög-

Digitized by Google

lich sein, sie dadurch zu zerbrechen, daß man den Schlag an der inneren konkaven Oberfläche angreifen läßt? Unterscheiden sich die Brucharten in diesen beiden Fällen?

Den Bruch durch Schlag von außen erzielte ich teils mittels einer Hacke mit sehr scharfer Spitze, teils mittels eines Hammers, teils endlich durch starkes Aneinanderschlagen zweier Flaschen. Den Schlag von innen bewerkstelligte ich mittels eines besonderen einfachen Systemes von Hebeln.

Die Ergebnisse stimmen für jede Reihe von zahlreichen Flaschen verschiedener Gestalt, Wandstärke und Glassorte vollkommen überein. Sie sind in den Fig. 1 und 2 naturgetreu wiedergegeben.

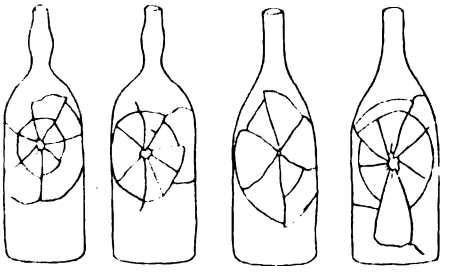


Fig. 1.

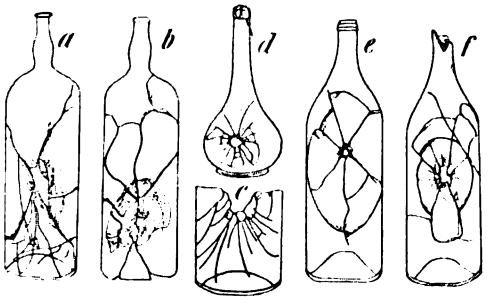


Fig. 2.

Ein Blick auf diese Figuren lehrt, daß der Schlag von innen her ein Bruchsystem hervorruft, das eine fast vollkommene zirkulare Symmetrie aufweist. Die radialen Linien gehen nämlich vom Zentrum der Figur aus, das zugleich das Zentrum des Schlages ist; sie ordnen sich dann nahezu gleichmäßig um dieses Zentrum an. Es sind auch eine oder mehrere andere Linien von mehr oder minder elliptischer Gestalt vorhanden, die sich konzentrisch um das Zentrum der Figur anordnen.

Gänzlich hiervon verschieden ist dagegen das Bruchsystem für den Fall des Schlages von außen her mittels einer Hacke. Es ist gegenüber dem eben besprochenen in all seinen Einzelheiten viel eigenartiger. Immerhin erscheint deutlich ein Bruchsystem mit linearer Symmetrie; es treten nämlich zwei Liniengruppen oder Linienbüschel oberhalb und unterhalb des Stoßzentrums auf; diese Gruppen vereinigen sich oft im Zentrum dergestalt miteinander, daß sich eine mittlere Symmetrielinie ergibt, während der Flaschenkörper in den beiden seitlichen Gebieten rechts und links von Stoßzentrum fast vollkommen intakt bleibt (s. Fig. 3).

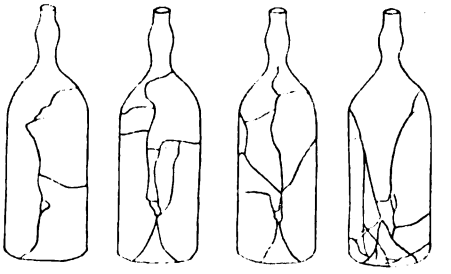


Fig. 3.

Ein ähnliches Bruchsystem beobachtet man bei den Flaschen, die ebenfalls durch Schlag von außen her zerbrochen sind, aber durch stumpfen Schlag. Auch hier fehlen die Bruchlinien zu beiden Seiten, rechts und links von der Schlagstelle; nur entspringen in diesem Falle die Bruchlinien, welche die beiden Gruppen oben und unten ausmachen, unmittelbar an der Schlagstelle, sind viel zahlreicher und zeigen einen ausgeprägteren Verlauf.

Operiert man aber mit nicht zylindrischen, sondern kugelförmigen oder nahezu kugelförmigen Flaschen, so tritt auch bei Schlag von außen her ein Bruchsystem mit zirkularer Symmetrie auf; ja die Symmetrie ist in diesem Falle sogar eine richtig und vollkommen zirkulare; das zeigt sich mehr noch als durch die Verteilung der radialen Linien durch das Vorhandensein richtiger konzentrischer Kreislinien ohne Elliptizität. Ich bemerke noch, daß es zur Hervorbringung des Bruches eines sehr kräftigen und weit stärkeren Schlages von außen her bedarf, und daß in dem Schlaggebiete in diesem Falle ein konisches Loch mit nach außen gekehrter Spitze entsteht, während bei Schlag von innen her das Loch zylindrisch ist.

Auch mit ebenen Glasplatten kann man Bruchsysteme mit zirkularer Symmetrie und mit linearer Symmetrie erhalten, wenn man den Schlag in einem Punkte angreifen läßt, oder wenn der Angriff des schlagenden Körpers in gerader Richtung erfolgte (Hagel, Peitschenschlag), also je nach den der Bruchursache innewohnenden Modalitäten. Bei den eben beschriebenen Versuchen werden die Modalitäten des Bruches durch die Modalitäten des Glas-

Digitized by Google

gegenstandes bestimmt, und man beobachtet, daß der Bruch durch die vorwiegende Ausdehnung der Scheibe nach einer Richtung (zylindrische Flaschen im Gegensatz zu kugelförmigen) und durch ihre Konkavität oder Konvexität (Schlag von außen oder von innen her) beeinflußt wird.

Zweite Klasse.

Das Springen von Glasgefäßen erfolgt recht häufig und aus sehr verschiedenen Ursachen. Ich habe es durch Gefrieren von in den Gefäßen enthaltenem Wasser und vor allen Dingen durch hydraulischen Druck erreicht. Wie die Fig. 4 zeigt, besteht die zusammengesetzte Bruchfigur aus einem Stück einer Geraden von veränderlicher Länge, die stets zur Erzeugenden

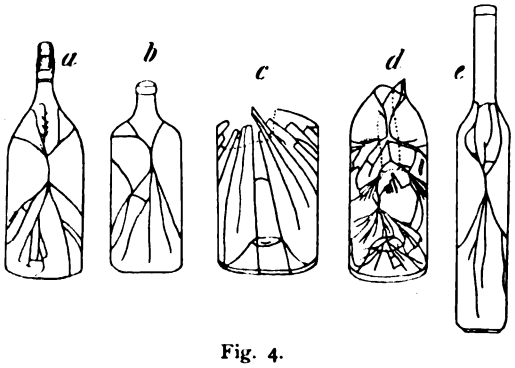


Fig. 4.

des Zylinders oder des Kegels parallel ist, der den Flaschenkörper bildet. Dieses Linienstück endet dann entweder nach oben oder nach unten hin unter wiederholter Aufspaltung; dabei entstehen also gleichsam zwei Bruchlinienbüschel. Seitlich sieht man von diesen Bruchlinien kurze Ansatzlinien ausgehen, die das Aussehen eines Federbartes zeigen. Sie sind wie die Linien der Büschel auf die Verbindungslinie der beiden Büschel zugerichtet, also im entgegengesetzten Sinne wie die Linien, welche dem oberen und dem unteren Teile des Systems angehören. Sie sind als unausgebildete Ansätze neuer Bruchlinien anzusehen.

Das eben beschriebene System ist besonders ausgebildet in solchen Fällen, wo der Bruch durch Gefrieren entstanden ist, während man bei Bruch infolge hydraulischen Druckes, wie die Fig. 4c und 4d zeigen, eine größere Anzahl von Linien erhält.

Wenn die Glaswand, die das Gefäß bildet, beträchtliche Verschiedenheiten der Schichtdicke aufweist, so ist, wie leicht vorauszusehen, das Gebiet geringster Dicke das, in welchem man das Bruchsystem ausgebildet findet. Es ist dann zu beachten, daß dieses System eine lineare Symmetrie zeigt, obwohl es sich um Stoß von innen her handelt. Indessen muß man beachten, daß dieser Stoß von innen her nicht lokalisiert ist wie in dem Falle, den wir früher bei den im Abschnitte über die Brucharten erster Klasse beschriebenen Versuchen behandelt haben.

Dritte Klasse.

In diese Klasse sind die Brucharten infolge des Temperierens (Batavische Tränen, Bologneser Fläschchen usw.), infolge thermischer Ursachen, und vielleicht auch einige besondere Arten von Bruch infolge mechanischer Ursachen einzureihen. Ich habe einige Versuchsreihen über Bruch infolge thermischer Ursachen angestellt.

Die Bruchfälle aus thermischen Ursachen bilden eine Gruppe von Bruchfällen, die durch die Ursache, durch die Angriffsart dieser Ursache und durch die Gestalt der von den Bruchlinien gebildeten Systeme scharf bestimmt ist. Die Ursache liegt innerhalb der Glasschicht, wenngleich die Quelle, welche Wärme zuführt oder entzieht, außerhalb gelegen ist. Der Bruch wird nämlich unmittelbar nicht durch die vermehrte oder verminderte Wärme verursacht, sondern vielmehr durch die infolgedessen auftretende Ausdehnung oder Zusammenziehung der verschiedenen Teile der erwärmten oder abgekühlten Glasschicht. Diese innere Ursache hat nun ihren eigentlichen Angriffspunkt im Innern und nicht an der Oberfläche der Glasschicht, und überdies ist ihre Wirkung im wesentlichen, wenn auch in höherem oder geringerem Maße, lokalisiert. Eine wirklich gleichmäßige Erwärmung oder Abkühlung, mag sie auch noch so stark sein, kann keinen Bruch herbeiführen. Aus diesem Grunde (wegen der Lokalisierung) sind die Bruchfiguren unabhängig von den Linien, die der Konstruktion des Glasgegenstandes zugrunde liegen, mit anderen Worten: von dessen Gestalt, und sie haben daher einige Ähnlichkeit mit den durch Schlag hervorgerufenen. Indessen sind doch merkliche Unterschiede vorhanden, die fast immer jegliche Möglichkeit einer Verwechslung zwischen den beiden Arten ausschließen.

Ich habe die Wirkungen einer teils durch Erwärmung, teils durch Abkühlung hervorgerufenen Störung des Wärmegleichgewichtes auf ebene und auf gekrümmte Glasplatten untersucht; die letzteren waren teils zylindrisch, teils konisch und teils sphärisch. Besonders an ebenen Platten habe ich dann auch die Wirkung einer gleichzeitigen Erwärmung an mehr als einem Punkte untersucht.

Digitized by Google

Durch lokalisierte Erwärmung ebener Platten hervorgerufene Bruchsysteme.

An ebenen Platten kann man die Störung des thermischen Gleichgewichtes sowohl durch Erwärmung einer kleinen Randstelle als auch durch Erwärmung eines Punktes im Innern erreichen.

Das Bruchsystem ist jedoch in diesen beiden Fällen ganz verschieden. Im ersteren Falle, wenn die Erwärmungsstelle ein Randstück umfaßt, erfolgt der Bruch nach einiger Zeit, und zwar nach verhältnismäßig etwas längerer Zeit als im Falle einer vollständig im Innern belegenen Erwärmungsstelle. Das Bruchsystem besteht aus einer unregelmäßig halbkreisförmigen Linie, welche die Erwärmungsstelle von der übrigen Scheibe abzutrennen sucht. Einige Beispiele für derartige Fälle von Bruch sind in Fig. 5 dargestellt.

Fig. 5. Fünf Beispiele für den Bruch einer ebenen Platte infolge von Erwärmung eines Randstückes. Die Gerade bezeichnet den Rand, der erwärmt wird. Der durch die Gerade angedeutete Rand wird an der durch den Buchstaben r bezeichneten Stelle erwärmt. Die übrigen Linien sind die Bruchlinien.

Sehr typisch gestaltet sich dagegen das Bruchsystem, wenn die Erwärmungsstelle ganz im Innern der Scheibe liegt, ohne den Rand in irgendeinem Punkte zu berühren. Das Glas beginnt in diesem Falle nicht an der Erwärmungsstelle zu brechen, sondern vielmehr an einem Punkte des Randes, und zwar gerade an dem der Erwärmungsstelle zunächst gelegenen Randpunkte. In diesem Punkte entspringt das Bruchsystem, und dieses besteht aus einer Gesamtheit von untereinander verbundenen Linien, die ungefähr die Gestalt eines Pfeiles annehmen. Einige Beispiele solcher Bruchformen sind in Fig. 6 wiedergegeben.

Ein geradliniges und kurzes Linienstück, das senkrecht auf dem Rande steht, entspringt in dem bereits angegebenen Punkte und dringt in das Innere der Scheibe vor; dabei spaltet es sich alsbald unter Zweiteilung zu einem Bündel (oder Büschel) weiterer ebenfalls geradlinig verlaufender Linienstücke. Diese gehen auseinander (wobei sie an den äußersten Stellen einen Winkel von selten mehr als 45^0 bilden) und enden, kurz ehe sie das erwärmte Gebiet erreichen, mit Ausnahme von höchstens einem oder zweien; damit ist dann der erste Teil der Figur zu Ende, der, wenn wir den angedeuteten Vergleich weiter durchführen wollen, die Spitze

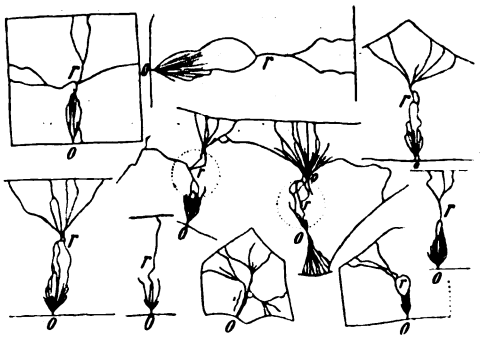


Fig. 6. Zehn Beispiele für den Bruch ebener Platten infolge von Erwärmung einer nicht am Rande gelegenen Stelle (r). Der Ausgangspunkt des Bruchsystems ist durch den Buchstaben o bezeichnet. Mit Ausnahme der ersten Figur links oben sind die Ränder der Platten nur in dem Teile angegeben, der für das Bruchsystem in Betracht kommt. In den beiden Fällen, die in der Mitte abgebildet sind, wurde die Erwärmung mittels Auflegens einer rotglühenden Münze bewirkt, und die punktierte Linie gibt eben dieses Erwärmungsgebiet an. Mit einer gleichfalls rotglühenden Feuerzange erhielt ich die Bruchform, die unten in der Mitte abgebildet ist. In allen übrigen Fällen wurde der Bruch mittels einer Kerzenflamme oder einer Bunsenflamme herbeigeführt.

des Pfeiles bilden würde. Die Linien, die durch Zweiteilung entstehen und büschelförmig auseinandergehen, können frei enden, senden aber sehr häufig am Ende eine kleine Linie in senkrechter Richtung gegen die Symmetrielinie des Büschels hin aus; letzteres schließt sich somit unter Vereinigung sämtlicher Linien, aus denen es gebildet wird. Ein mittleres Linienstück des Büschels dringt, wie bereits gesagt, weiter in das Innere der Platte vor, geht unter etwas gewundenem Verlauf durch das Erwärmungsgebiet hindurch und bildet sozusagen den Schaft des Pfeiles; schließlich verzweigt es sich in der kalten Zone auf der anderen Seite des Erwärmungsgebietes und bildet dort ein breites Büschel, das jedoch von einer kleinen Anzahl von Linienstücken gebildet wird, die stärker auseinandergehen als die des ersten Büschels

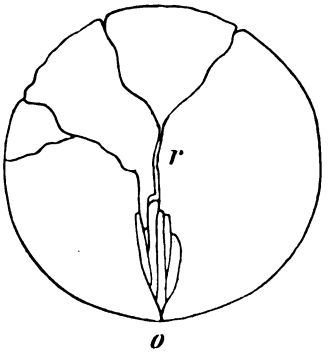


Fig. 7. Platte mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

Digitized by Google

und im allgemeinen aufhören, ehe sie den Rand erreichen, welcher dem den Ausgangspunkt des ganzen Bruchsystemes enthaltenden gegenüber liegt. Dieser letzte Teil der Bruchfigur läßt sich mit der Feder oder der Kerbe des Pfeiles vergleichen.

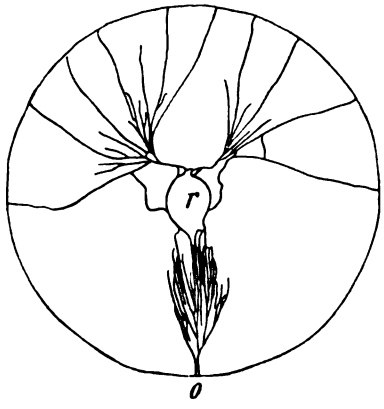


Fig. 8. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

Um die Lage des Randpunktes, von welchem das Bruchsystem ausgeht, sowie die Orientierung dieses ganzen Systems genau zu bestimmen, habe ich besondere Versuchsreihen mit Platten von quadratischem, rechteckigem, dreieckigem, kreisförmigem und elliptischem Umriß angestellt, und aus diesen Versuchen hat sich mit einzigartiger Konstanz die Tatsache ergeben, die ich bereits oben erwähnt habe,

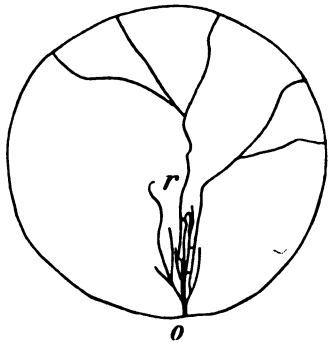


Fig. 9. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

daß nämlich dieser Anfangspunkt des Systems immer der Punkt ist, welcher der erwärmten Stelle am nächsten liegt. Bei den quadratischen Platten ist die Symmetrielinie des Bruchsystems immer einer Seite parallel. Bei den rechteckigen Platten ist sie der kürzeren Seite parallel. Bei den dreieckigen Platten steht sie auf einer Seite senkrecht. Bei den kreisförmigen Platten hat sie die Richtung eines Radius, und bei den elliptischen folgt sie der kleinen Achse.

Auch an polygonalen Platten zeigt sich dasselbe Gesetz bestätigt, und das Bruchsystem bildet sich niemals längs der Diagonalen aus, weil diese eben Linien größerer Länge sind.

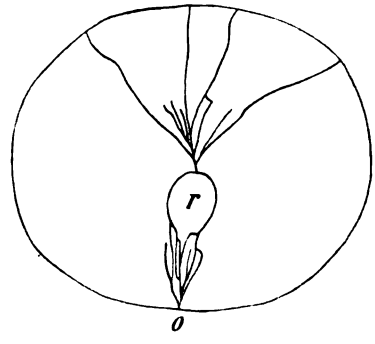


Fig. 10. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

Das einzige, aber ganz feststehende Gesetz, um die Achse des Bruchsystems im voraus zu bestimmen, besteht schließlich darin, die der Erwärmungsstelle zunächst gelegene Randstelle aufzusuchen; dann ist der Radius des Berührungskreises zu dieser Randstelle stets die Symmetrieachse des Bruchsystems.

Das beschriebene Bruchsystem wird mehr oder minder vollständig und kompliziert, je nach der Entfernung der Erwärmungsstelle von

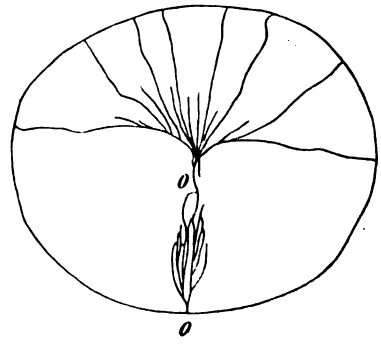


Fig. 11. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

dem nächstgelegenen Randpunkte. Wird diese Entfernung größer, so wird das Bruchsystem vollständiger und komplizierter; das Gegenteil tritt ein, wenn die Entfernung geringer ist. Wir nennen das Bruchsystem vollständig, wenn es seine drei Hauptteile besitzt, nämlich das Büschel oder die Spitze des Pfeiles (wie wir

Digitized by Google

sahen, den ersten Teil, der sich bildet), den Schaft oder den mittleren Teil (der in dem Erwärmungsgebiete liegt), und die Feder oder Kerbe des Pfeiles (oder den zuletzt auftretenden Teil). Wir nennen weiter das Bruchsystem mehr oder minder kompliziert, je nachdem, ob es in seinen verschiedenen Teilen eine größere oder geringere Anzahl von Bruchlinien aufweist.

Bereits aus den ersten Versuchen ging die angegebene Regel über die Kompliziertheit des Bruchsystems ganz deutlich hervor. Um es indessen in jedem Einzelfalle zu beobachten, habe ich viele Versuche angestellt und dabei die Entfernung der Erwärmungsstelle von der nächsten Randstelle allmählich verändert. Wenn wir die Platte in einem Randpunkte erwärmen, so wissen wir bereits, welches Bruchsystem wir

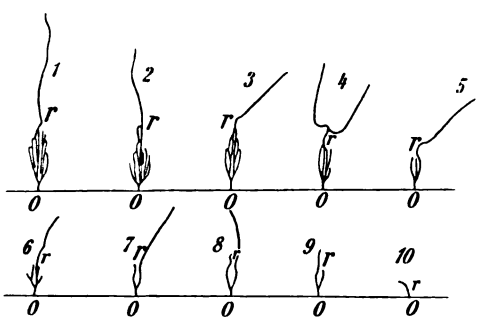


Fig. 12. Zehn Beispiele für den Bruch ebener Scheiben durch Erwärmung einer inneren Stelle, zur Veranschaulichung der Entwicklung des Bruchsystems mit wachsender Entfernung der Erwärmungsstelle (r) von dem — durch die beiden Geraden angedeuteten — Rande.

erhalten. Wenn aber die Erwärmungsstelle ganz im Innern der Platte liegt, wenn auch ganz nahe am Rande selbst, so besteht das Bruchsystem aus einem kurzen, etwas gekrümmten Büschel. Rücken wir immer weiter nach innen vor, so zeigt sich das Bruchsystem aus zwei solchen Büscheln zusammengesetzt, die einen einzigen Ausgangspunkt am Rande haben. Gehen wir dann noch weiter nach innen, so erscheint ganz deutlich das Büschel, oder die Spitze des Pfeiles, und wenn wir die Entfernung vom Rande noch weiter vergrößern, so entwickelt sich der mittlere Teil oder der Schaft und schließlich der dritte und letzte Teil, nämlich die Feder oder Kerbe mit offenem Büschel. Damit ist dann die vollständige Figur des Bruchsystems erreicht. Dieses wird dann bei weiterer Vergrößerung der Entfernung in seinen Teilen komplizierter, hauptsächlich im dritten Teil, der vom Rande und vom Anfangspunkte des Systems am weitesten entfernt liegt. Während sich indessen die Stufenreihe der wachsenden Kompliziertheit in den Bruchfiguren mit zunehmender Entfernung der Erwärmungsstelle vom nächstgelegenen Rande sehr deutlich zeigt, besteht anscheinend kein genaues Proportionalitätsverhältnis zwischen den beiden Faktoren: Kompliziertheit und Entfernung (vgl. hierzu die Fig. 7 bis 12).

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Dezember 1909.)

Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie.

Von K. Bangert.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

I. Einleitung.
II. a) Ältere Empfangsschaltungen;
b) vereinfachte Schaltung.
III. Detektorkreise mit Eigenschwingung:
a) Untersuchungsmethoden;
b) Tote Kapazitäten;
c) Vermeidung durch geeignete Schaltung.
IV. Aperiodische Detektorkreise:
a) Kreise mit Ticker;
b) Kreise mit Bleiglanzdetektor:
1. Allgemeines,
2. Erzeugung von Gleichstrom durch Wechselspannungen;
c) Kreise mit Schlömilchzelle;
d) Kreise mit Fritter.
V. Bemessung von Detektorkreisen.

I. Einleitung.

Die Aufgabe des Empfängers in der drahtlosen Telegraphie besteht darin, durch die im Raum ankommenden Wellen eine Schwingung im Luftleiter hervorzurufen, die auf irgendeinem Wege einen Gleichstrom erzeugt, der etwa einen Schreibapparat in Tätigkeit setzt oder gegebenenfalls ein Telephon zum Ansprechen bringt. Die Erzeugung des Gleichstromes besorgt der Detektor.

Wenn es sich darum handelt, eine wirksame Schaltung für den Detektor zu wählen, so ist zu berücksichtigen, daß er die ankommende Schwingung absorbieren muß. Das experimentelle Kriterium hierfür ist, daß er den Kreis, in den er eingeschaltet ist und der ohne Detektor eine ausgeprägte Eigenschwingung haben kann, möglichst stark dämpft. Am besten wird der Detektor ausgenutzt in einem Kreise, der mit ihm überhaupt keine Eigenschwingung mehr erkennen läßt. Diese Forderung ist bereits von Kiebitz[1]) dargelegt worden.

An der vorliegenden Arbeit werden für einige heute gebräuchliche Detektoren die Bedingungen aufgesucht, unter denen sie einen Schwingungs-

1) Kiebitz, E.T.Z. **30**, 222, 1909.

Digitized by Google

kreis möglichst stark dämpfen. Gleichzeitig werden einige Untersuchungen über ihr Verhalten als Leiter und Kondensatoren angestellt.

II.

a) Ältere Empfangsschaltungen. An Hand der Fig. 1 möge die Schaltungsweise älterer Empfangskonstruktionen erörtert werden[1]). Mit

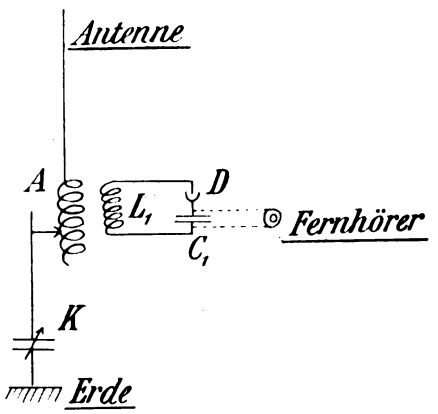


Fig. 1.

dem Antennenkreise A ist ein abstimmbarer geschlossener Schwingungskreis gekoppelt, bestehend aus Selbstinduktion L und Kapazität C. Parallel zu einigen Windungen (L_1) von L liegt der Detektor D und ein Kondensator C_1 zur Blockierung der entstehenden Telephonströme. In diesem Falle ist es wichtig, daß der Kreis $L_1 D C_1$ möglichst vollkommen gedämpft ist; ist dies erreicht, so kann er vom Luftleiterkreis allein erregt werden. Der Kreis LC kann fortbleiben, ohne daß die Empfangsintensität vermindert

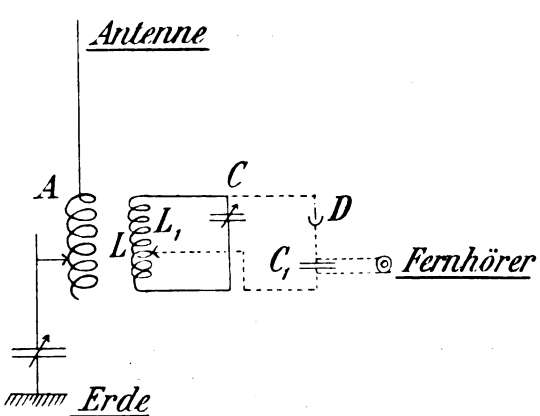


Fig 2.

wird. Die sich hieraus ergebende einfachere Schaltung ist in Fig. 2 dargestellt; sie enthält an Abstimmitteln nur noch den variablen Kondensator K im Luftleiterkreis.

Dies schließt nicht aus, daß in besonderen Fällen, wo es nicht darauf ankommt, die größtmögliche Empfangsintensität zu erreichen, ein Zwischenkreis LC Vorteile haben kann. Doch muß auch in diesem Falle gefordert werden, daß der Kreis $L_1 D C_1$ keine Eigenschwingung besitzt.

b) Vereinfachte Schaltung. Im Telegraphen-Versuchsamte sind demgemäß die Empfangsapparate folgendermaßen geschaltet. Die Selbstinduktionsspule des Luftleiterkreises (S in Fig. 3) induziert magnetisch auf den

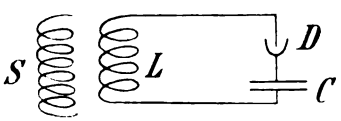


Fig. 3.

Detektorkreis. Er besteht aus einer Selbstinduktionsspule L, dem Detektor D und einem Blockierungskondensator C (Glimmerkondensator), der 5000 cm Kapazität besitzt. Die Selbstinduktionsspule L ist um eine Achse drehbar angeordnet innerhalb der Luftleiterspule, so daß die Koppelung (Induktion) zwischen beiden Kreisen stetig variiert werden kann; sie ist null bei gekreuzten Spulenachsen, ein Maximum bei parallelen Spulenachsen. Man erhält so ein einfaches Apparatsystem, in dem es nur nötig ist, den Luftleiterkreis abzustimmen.

III. Detektorkreise mit Eigenschwingung.

Man kann Kreise herstellen, die einen Detektor enthalten und gleichwohl eine ausgeprägte Eigenschwingung zeigen. Solche Kreise sind für Empfangszwecke wenig geeignet, doch kann man sie anwenden, um Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Detektors zu ziehen. Dieses ist in den folgenden Versuchen geschehen. Untersucht wurden der Ticker, der Bleiglanzdetektor, die Schlömilchzelle und der Fritter.

a) Untersuchungsmethoden. Es wurden geschlossene Schwingungskreise gebildet aus Spulen und geeichten Drehkondensatoren nach Koepsel. Ihre Eigenschwingung wurde mit Poulsenschwingungen gemessen. Zu dem Zwecke wurde eine Anordnung getroffen aus Poulsenlampe P, Selbstinduktionsspule L und Drehkondensator C (II in Fig. 4). Die benutzte Lampe hatte die von Kiebitz[1]) angegebene Form für Versuchszwecke. Der Flammenbogen brennt in einer kleinen Glaskammer, durch die Leuchtgas durchgeleitet wird; die negative Elek-

1) Die Figur ist entnommen aus Zenneck, Leitf. d. drahtl. T., 1909, S. 283.

1) Beschrieben und abgebildet ist diese Versuchslampe: Kiebitz, E.T.Z **30**, 20, 1909.

Digitized by Google

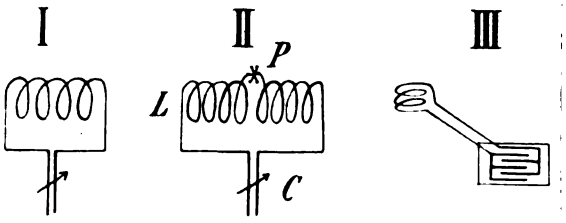


Fig. 4.

trode ist eine Kohle, die positive ein Kupferblech. Die Lampe wird mit 220 Volt betrieben. Dieser Kreis erregte in loser magnetischer Koppelung den zu untersuchenden Kreis I, dessen Resonanz mit Kreis II am Aufleuchten einer Heliumröhre erkannt wurde. Die Eigenschwingung des Kreises II wurde mit einem Wellenmesser (III in Fig. 4) festgestellt.

Danach wurde ein Detektor in den Kreis I eingeschaltet und die Eigenschwingung dieses Systems festgestellt durch Koppelung mit dem Hahnemannschen Wellenmesser[1]) — als Stationsprüfer geschaltet — oder mit einer nach Wellenlängen geeichten Poulsenanordnung oder mit einer Anordnung für tönende Funken[2]).

b) Tote Kapazitäten. Es handelte sich darum, festzustellen, ob die zu untersuchenden Detektoren Widerstand darstellen oder Kapazitätseigenschaften besitzen oder auch beides zusammen haben. Um Kapazitäten feststellen zu können, müssen Schaltungen verwendet werden, in denen die Detektorkapazität die Eigenschwingung meßbar beeinflussen kann. Da es sich meist um sehr kleine Kapazitäten handelt, darf der Detektor nicht parallel zu großen Kondensatoren liegen. Solche Kapazitäten, deren Größe genügend ist, um die Detektorkapazitäten nicht erkennen zu lassen, besitzen z. B. lange Zuleitungsschnüre für Fernhörer, der Speisestromkreis der Schlömilchzelle, der Fritterstromkreis mit den Fritteranschlüssen, schließlich alle Zuführungen und Linienführungen, wie man sie auf drahtlosen Betriebsstationen meistens in reichlichem Maße findet.

In Tabelle I sind die Größenordnungen derartiger „toter" Kapazitäten angegeben; sie wurden nach einem Substitutionsverfahren gemessen, wie es Kiebitz zur Messung von Dielektrizitätskonstanten angegeben hat[3]). Der Hahnemannsche Wellenmesser (Stationsprüfer) (I in Fig. 5) erregte einen Meßkreis (II), der aus einer Selbstinduktionsspule ($L = 11{,}25 \cdot 10^5$ cm, für langsame Wechsel gemessen) und einem geeichten Drehkondensator C bestand. Der Stationsprüfer war dauernd auf die Wellenlänge $\lambda = 1180$ m eingestellt. Die Resonanz des Meßkreises II wurde durch Koppelung mit einem besonderen Detektorkreis III, bestehend aus Spule L_1, Detektor D, Blockkondensator C_1 und Fernhörer F festgestellt. C des Meßkreises II betrug dann 312 cm. Dabei waren die Spulen der Kreise I, II und III so orientiert, daß der Stationsprüfer I nicht direkt auf den Kreis III induzieren konnte. Danach wurde die zu messende Kapazität parallel zu C des Kreises II angelegt. Um dieselbe Eigenschwingung wie zuerst zu erhalten, muß nun der Kondensator C kleiner gestellt werden. In Spalte 2 der Tabelle sind diese neuen Einstellungen von C für die einzelnen Kapazitätsrepräsentanten eingetragen. Die Differenz mit dem zuerst eingestellten Kondensatorwert gibt die Größe der jeweilig parallel angelegten „toten" Kapazität direkt an.

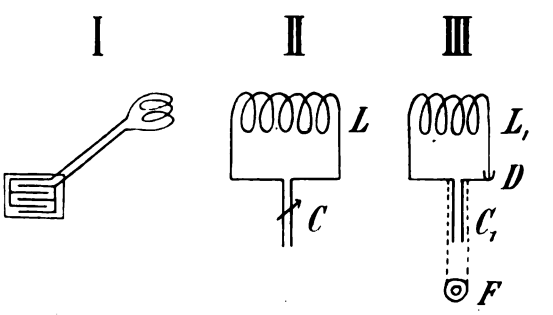


Fig. 5.

Tabelle I.

$\lambda = 1180$ m.

Es wird an C parallel angelegt	Kondensator C =	Größe der angelegten Kapazität
—	312 cm	—
1. Telephonschnüre, 1,5 m lang	235 „	77 cm
2. Telephon + Schnüre .	215 „	97 „
3. Lokalstromkreis der Schlömilchzelle geöffnet[1])	285 „	27 „
4. Derselbe geschlossen .	173 „	139 „
5. Fritteranschlüsse + Klopfergehäuse . . .	300 „	12 „
6. Eine Kondensatorzuführung, 35 cm lang, verdrillt.	296 „	16 „

Liegen diese Leitungen nun so im Detektorkreis, daß sie in Reihe mit dem großen Blockkondensator und parallel zum Detektor sind, so wird bei kleiner Detektorkapazität die gesamte vorhandene Kapazität wesentlich bestimmt sein durch die Kapazität des toten Kondensators. Man mißt daher eine Eigenschwin-

1) Nesper, Jahrb. f. drahtl. T. 1, 112, 1908.
2) Arco, E.T.Z. 30, 535, 1909.
3) Kiebitz, E.T.Z. 30, 20, 1909.

1) Das ist im wesentlichen die etwa 30 cm lange Zuführung zur Zelle allein. Beschreibung des Stromkreises s. u.

Digitized by Google

gung des Detektorkreises, die sich aus Selbstinduktion der Spule und der toten Kapazität herleitet. In der Tat erhält man für alle untersuchten Detektoren in dieser Schaltung eine ausgeprägte Eigenschwingung.

Tabelle II möge dies zeigen. Die in der ersten Spalte angegebenen Schwingungskreise wurden nach dem in Fig. 4 angegebenen Verfahren mit Poulsenschwingungen gemessen. Die gefundenen Werte stehen in Spalte 2. Danach wurden in die Kreise Detektoren (Schlömilchzelle, Bleiglanzdetektor oder Fritter) eingeschaltet und mit dem Stationsprüfer nun die Eigenschwingung festgestellt; die Werte sind in Spalte 3—5 eingetragen. Hierbei ist zum Bleiglanzdetektor (D in Fig. 6) der Fernhörer F

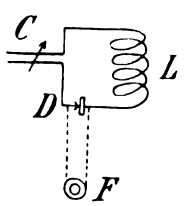


Fig. 6.

parallel geschaltet, entsprechend liegen zur Schlömilchzelle der Lokalstromkreis, und zum Fritter der Fritterstromkreis parallel.

Tabelle II.

1	2	3	4	5
Schwingungskreis aus Spule und Kondensator	Mit Poulsenschwingungen gemessen	Mit Stationsprüfer gemessen und Schlömilchzelle	Bleiglanzdetektor	Fritter
$L =$ $C =$	$\lambda =$	$\lambda =$	$\lambda =$	$\lambda =$
$0{,}38 \cdot 10^3$ m 22,5 m	595 m	220 m	150 m	132 m
16,4 „	506 „	215 „	142 „	126 „
11,5 „	422 „	204 „	135 „	120—123 m
6,5 „	320 „	174 „	130 „	ca. 118 m
$6{,}35 \cdot 10^3$ m 22,5 m	2320 m	—	—	570 m
ca. $5 \cdot 10^3$ m 25 m	1900 m	700 m	520 m	400 m

Man erkennt, daß der eingeschaltete Detektor die Wellenlänge scheinbar verkleinert, d. h. es wird die Kapazität des Schwingungskreises verkleinert, wenn hinter dem vorhandenen Kondensator (C in Fig. 6) ein Detektor mit Fernhörer oder sonstigen Hilfsapparaten geschaltet wird; es hat also der eingeschaltete Detektorapparat Kapazität, die sich z. B. aus der letzten Horizontalreihe der Tabelle II für das Aggregat der Schlömilchzelle zu etwa 2,5 m berechnet, für das Aggregat Bleiglanzdetektor-Fernhörer zu 1,4 m, für die Fritteranordnung zu 0,8 m[1]). Es soll nun gezeigt werden, daß diese Erscheinung wesentlich auf tote Kapazität zurückzuführen ist.

c) Vermeidung toter Kapazitäten durch geeignete Schaltung. Den störenden Einfluß der toten Kapazitäten kann man dadurch beseitigen, daß sie parallel zu dem Kondensator C (Fig. 6) gelegt werden (wie in Fig. 7). Da dieser eine ziemliche Größe haben darf, wie unten näher gezeigt werden soll, macht die Vergrößerung durch die parallel geschalteten kleinen toten Kapazitäten verschwindend wenig aus. Dann kann eine Veränderung der Periode und Dämpfung des Schwingungskreises durch das Einschalten des Detektors nur noch von den Eigenschaften des Detektors verursacht sein. Und so sind auch Telephone bzw. die Stromkreise für Schlömilchzelle und Fritter bei den oben beschriebenen Empfangsapparaten des Telegraphen-Versuchsamtes geschaltet. Fig. 2 ist also gemäß Fig. 7

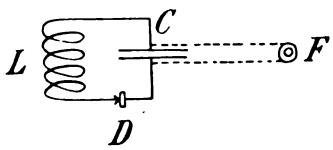


Fig. 7.

dahin zu ergänzen, daß die Fernhörer (bzw. die Lokalstromkreise) parallel an C liegen. Auch die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie schaltet neuerdings die Detektorkreise in dieser Art[2]).

IV. Aperiodische Detektorkreise.

Benutzt man derart geschaltete Detektorkreise[3]), dann zeigt es sich, daß man die Detektoren in zwei Klassen einteilen kann: 1. in solche, die die Eigenschwingung des Kreises dämpfen, 2. in solche, die außerdem die Wellenlänge verkleinern. Im ersten Falle stellt der Detektor in der Hauptsache Widerstand dar; im zweiten Falle hat man mit einer Kapazität des Detektors zu rechnen.

a) Kreise mit Ticker. Am einfachsten sind die Verhältnisse zu übersehen beim Ticker[4]). Er ist ein schwingender Kontakt, d. h. ein Widerstand, der auf mechanischem Wege abwechselnd sehr groß und sehr klein gemacht wird. Schaltet man einen solchen in einen Kreis (wie Fig. 6

1) Hierbei war eine 1 m lange Apparatzuleitung eingeschaltet, die bei der entsprechenden Messung in Tabelle I weggelassen wurde; daher der hier wesentlich höhere Wert.

2) Vgl. Arco, Jahrb. f. drahtl. Tel. **2**, 582, Fig. 13, 1909 (E.T.Z. **30**, 564, Abb. 14, 1909).

3) Diese Schaltung wurde den folgenden Untersuchungen immer zugrunde gelegt.

4) V. Poulsen, E.T.Z. **27**, 1040, 1906.

Digitized by Google

zeigt) ein, so beobachtet man, daß die Resonanz um so unschärfer wird, je empfindlicher man einreguliert. Dieser Umstand schneller regelmäßiger Unterbrechungen ist ein sehr wichtiger; ihm ist an dem in der Praxis gebräuchlichen Modell der C. Lorenz-A.-G. dadurch Rechnung getragen, daß eine Zunge aus Golddraht durch eine schwingende Membran in schnelle Schwingungen versetzt wird und er im Rhythmus dieser Schwingungen gegen einen Goldbügel Kontakt macht; dabei kann durch geeignete Verschiebung der Kontaktstelle die Zahl der Unterbrechungen variiert werden.

Schwingungskreise aus L und C werden durch Widerstand w aperiodisch, falls

$$w \geqq 2\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Demgemäß wird auch ein Schwingungskreis durch einen Detektor ohne Kapazität um so leichter aperiodisch, je kleiner L ist. Für allzu großes L gibt es trotz Ticker noch ausgeprägte Eigenschwingung; z. B. für $L =$ etwa $12 \cdot 10^3$ m und $C =$ etwa 8 m ist trotz Ticker eine, wenn auch unscharfe Resonanz vorhanden. Für dieselbe Wellenlänge und eine Selbstinduktionsspule $L =$ etwa $3{,}8 \cdot 10^3$ m und $C = 25$ m ist der Kreis fast aperiodisch, die Resonanz ist nur in sehr weiten Grenzen anzugeben.

b) Kreise mit Bleiglanzdetektor. 1. Allgemeines. Auch der von F. Braun[1]) angegebene Bleiglanzdetektor[2]) repräsentiert einen variablen Widerstand, der an der Berührungsstelle zwischen Bleiglanz und Graphitspitze liegt. Erregt man einen Kreis, in den ein Bleiglanzdetektor eingeschaltet ist (Fig. 7), so läßt sich eine Resonanz überhaupt nicht mehr nachweisen, selbst nicht für sehr große Selbstinduktion. Es kommt daher auch auf die Größe des zum Fernhörer parallel liegenden Kondensators überhaupt nicht mehr an. Er kann sogar weggelassen werden, wenn die tote Kapazität der Fernhörerschnüre mindestens 100 cm beträgt (Fig. 8).

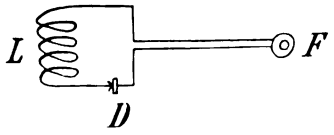


Fig. 8.

2. Erzeugung von Gleichstrom durch Wechselspannungen mittels Bleiglanzdetektor. Der Bleiglanzdetektor kann in ähnlicher Weise zur Erzeugung von Gleichstrom benutzt werden wie eine Funkenstrecke bei den Versuchen von v. Geitler[1]) am Lecherschen System. Zu dem Zwecke muß am Detektor der Druck zwischen Bleiglanz und Graphitspitze stetig variabel sein.

Der hierzu benutzte Bleiglanzdetektor hatte im wesentlichen folgende Form: Der Graphitspitze G (Fig. 9) gegenüber saß das Bleiglanz-

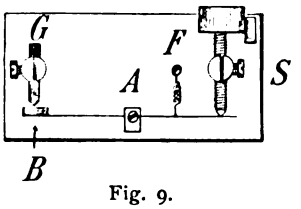


Fig. 9.

stück B auf einem schmalen biegsamen Stahlband, das um eine Achse A horizontal drehbar war. Um das Bleiglanzstück B gut auf der Stahlfeder anlöten zu können, wurde es vorher galvanisch verkupfert, dasselbe geschah mit dem Graphitstab, um ihm in seinem Führungsbock einen guten Kontakt zu geben. Der Druck zwischen Bleiglanz und Graphitspitze wurde mittels der Schraube S reguliert, die zu dem Zwecke eine Teilung trug. Eine leichte Spiralfeder F diente dazu, eine möglichst stetige Druckregulierung herbeizuführen. Um größere Metallteile am Detektor zu vermeiden, war die Spitze der Schraube aus Elfenbein und war die Spiralfeder F durch einen Seidenfaden isoliert angelegt. Die Zuführungen geschahen von der Achse A und dem Führungsbock des Graphit G aus. Das Ganze saß auf einem 3×5 cm großen Hartgummistück.

Dieser Bleiglanzdetektor lag in einem Schwingungskreise, der von einem zweiten, mit tönenden Funken gespeisten Schwingungskreise erregt wurde und in 5 m Abstand davon aufgestellt war. An den Kondensator war ein Galvanometer G angeschlossen mit vorgeschaltetem Fernhörer (F, Fig. 10); letzterer diente als Drosselspule für

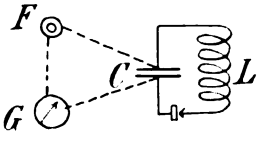


Fig. 10.

den Galvanometerkreis und war gleichzeitig Kontrolle, ob eine Schwingung vorhanden war.

Bei sehr gelindem Druck, beginnend mit dem Anfang einer Berührung zwischen Graphitspitze und Bleiglanz, schlägt das Galvanometer

1) F. Braun, E.T.Z. **27**, 1199, 1906.

2) Benutzt wurde die von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in den Handel gebrachte Ausführung.

1) v. Geitler, diese Zeitschr. **10**, 795, 1909; Verh. d. D. Phys. Ges. 1909, S. 443.

Digitized by Google

nach einer Richtung aus. Mit wachsendem Druck wird der Ausschlag erst größer, später wieder kleiner und erfolgt schließlich nach der entgegengesetzten Seite. Dazwischen gibt es eine scharf begrenzte Druckstelle, an der das Galvanometer überhaupt nicht ausschlägt; es genügt eine äußerst geringe Druckänderung, um das Galvanometer in der einen bezw. andern Richtung ausschlagen zu lassen. In der Umgebung dieser Stelle hat man im Fernhörer größte Lautstärke.

Es folgt hieraus: Nach der Geitlerschen Theorie erklärt sich das Verhalten des Bleiglanzdetektors, wenn man annimmt, daß er einen mit der Stromstärke veränderlichen Widerstand besitzt.

c) Kreise mit Schlömilchzelle. Als Indikatoren elektrolytischer Natur sind Polarisationszellen geeignet, bei denen eine sehr feine Platinspitze als Anode in Schwefelsäure taucht. Untersucht wurde eine Ausführungsform, die Schlömilchzelle[1]), wie sie von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in den Handel gebracht wird. Man kann die Schlömilchzelle genau so wie den Bleiglanzdetektor verwenden unter Benutzung eines Fernhörers. Sie ist dann wenig empfindlich; empfindlicher wird sie durch Anlegung einer elektromotorischen Kraft, deren Größe je nach der Zelle zwischen 2,8—4,2 Volt schwankt. Die hierbei übliche Schaltung ist in Fig. 11a schematisch wiedergegeben. Da die

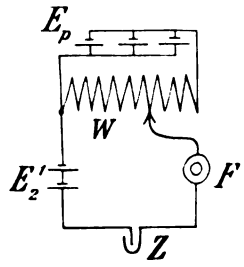


Fig. 11a.

elektromotorische Kraft zweier hintereinander geschalteter Elemente (E 1 und 2) im allgemeinen für die Zelle nicht ausreicht, kann ein Bruchteil der Spannung dreier parallel geschalteter Elemente (E_p), die über einen Widerstand (w) von etwa 112 Ohm geschlossen sind, zugeschaltet werden. Bei der im Telegraphen-Versuchsamt hergestellten Apparatur wurde ein Hauptaugenmerk darauf gelegt, bei den Stromleitungen keine Schleifen zuzulassen, auf die vom Erregerkreise induziert werden könnte. Alle Leitungen sind daher verdrillt. Um für Meßzwecke auch noch die Induktion auf die Widerstandsspule zu vermeiden, wurde eine besondere Anordnung konstruiert, mit zwei gegeneinandergesetzten bifilaren Widerständen; schematisch ist diese Anordnung in Fig. 11b dargestellt.

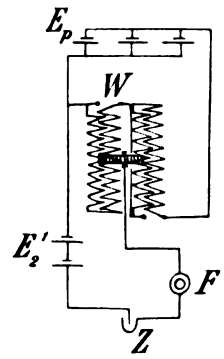


Fig. 11b.

Schaltet man in einen Kreis, der aus Selbstinduktionsspule und Kondensator besteht, eine Zelle ein, so beobachtet man je nach der Größe von Selbstinduktion und Kondensator folgendes: Ist der Kondensator sehr klein, so zeigt der Kreis annähernd dieselbe Eigenschwingung mit und ohne Zelle. In einem Beispiel hatte ein Kreis aus $L = 11{,}25 \cdot 10^5$ cm und $C = 30$ cm ohne Zelle eine Eigenschwingung von $\lambda = 395$ m, mit Zelle eine solche von $\lambda = 390$ m. War der Kondensator größer, so war die Eigenschwingung weniger scharf ausgeprägt; außerdem war sie kleiner als ohne Zelle.

Wird die Kondensatorkapazität mindestens 25 m groß, so ist die Eigenschwingung sehr stark gedämpft, ein Resonanzmaximum kann nur in weiten Grenzen angegeben werden. Die Lage dieses unscharfen Maximums ist von der Größe des Kondensators unabhängig.

Diese Erscheinung findet ihre Erklärung in der Annahme, daß die Schlömilchzelle Widerstand und Kapazität besitzt. Bei kleinem Kondensator ist die Gesamtkapazität des Kreises durch Hintereinanderschaltung dieses kleinen C und der erheblich größeren Zellenkapazität bestimmt, das heißt, sie entspricht ziemlich genau der Kondensatorkapazität. Ist dagegen der Kondensator groß gegen die Zellenkapazität, so entspricht die Gesamtkapazität des Schwingungskreises der Zellenkapazität. Ist die Kondensatorkapazität von ähnlicher Größe wie die Zellenkapazität, so wird die Eigenschwingung des Schwingungskreises, in den die Zelle geschaltet wird, verkleinert. Ist z. B. die Eigenschwingung eines Kreises, bestehend aus Spule $L = 6{,}35 \cdot 10^3$ m und Kapazität $C = 5{,}4$ m, mit dem Stationsprüfer erregt (Verfahren nach Fig. 5), $\lambda = 1160$ m, so sinkt sie auf $\lambda = 470$ m, wenn die Schlömilchzelle zwischen Spule und Kondensator einge-

1) Schlömilch, E.T.Z. **24**, 959, 1903.

Digitized by Google

schaltet wird. Bei diesem Zahlenbeispiel ist der Kreis nur wenig gedämpft.

In der Tabelle III ist für die gemessenen Wellenlängen der Bereich angegeben, in dem eine Einstellung des Maximums der Resonanz ausführbar ist. Man sieht, daß mit wachsendem C die Resonanz unscharf wird.

Tabelle III.

Kreis aus Spule L =	Kondensator C =	λ =
$6{,}35 \cdot 10^3$ m	5,4 m	470 m ± 15 m
	11,5 „	480 „ ± 20 „
	22,5 „	520 „ ± 35 „
	30 „	525 „ ± 40 „
	50 „	530 „ ± 50 „
	75 „	530 „ ±100 „
$17{,}2 \cdot 10^3$ m	11,5 m	830 m ± 30 m
	22,5 „	850 „ ± 40 „
	72 „	850 „ ± 60 „

Man erhält eine ausgeprägte Eigenschwingung auch in einem Kreise mit Schlömilchzelle, in dem der Kondensator, zu dem parallel das Lokalstromaggregat liegt, ganz weggelassen wird. Der Kreis besteht dann nur (analog wie in Fig. 8) aus Spule, Zelle und dem Aggregat des Lokalstromkreises. Es zeigte sich z. B. in einem so geschalteten Kreise, dessen Spule $L = 11{,}25 \cdot 10^5$ cm war, eine Eigenschwingung $\lambda = 695$ m. Die Erklärung liegt in der im Abschnitt IIIb besprochenen Erscheinung der „toten Kapazität". Aus Tabelle I hatte sich ergeben, daß auch der Lokalstromkreis mit Fernhörer eine solche tote Kapazität bildet, die geeignet ist, einem Kreise eine ausgeprägte Eigenschwingung zu ermöglichen.

Man kann die Kapazität der Zelle durch folgende Substitutionsmethode experimentell bestimmen: An Stelle der Zelle wird ein geeichter Drehkondensator (K) eingeschaltet (Fig. 12) und

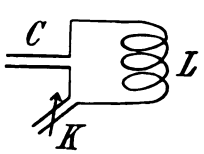


Fig. 12.

mit einer Poulsenanordnung (Verfahren nach Fig. 4) erregt, deren Wellenlänge die mit der Zelle gefundene war. Die Einstellung des Drehkondensators im Resonanzfalle gibt die von der Zelle repräsentierte Kapazität direkt an. Gemessen wurde so bei der kleineren Spule (Tabelle III) ein Wert von 114 cm, bei der größeren Spule 112 cm (berechnet wurde 113 cm bzw. 112 cm). Die Kapazität der einzelnen Zellen ist jedoch verschieden, sie ist am größten bei älteren, schon viel benutzten Zellen, und lag bei den untersuchten Zellen zwischen 1 und 6 m.

Die Kapazität ist weiterhin verschieden, je nach der Spannung, die an die Zelle gelegt wird. Mit angelegter Spannung (etwa 2,8 Volt) ist sie kleiner als ohne Spannung, bei wachsender Spannung nimmt sie weiter ab.

Eine Zelle ergab z. B. in einem Schwingungskreise folgende Eigenschwingungen:

ohne Spannung . . λ = etwa 600 m,
Spannung 2,8 Volt λ = „ 350 „,
„ 3,5 „ λ = „ 260 „,
„ 4,2 „ λ = „ 170 „.

Eine andere Zelle ergab in demselben Kreise folgende Eigenschwingungen:

ohne Spannung λ = etwa 1000 m,
mit Spannung λ = „ 700 „.

Die letztere Zelle ist schon eine alte und stark beanspruchte; sie zeigt eine größere Kapazität wie die erste Zelle. Bei größerer elektromotorischer Kraft wird der Kreis gleichzeitig stärker gedämpft.

H. Abraham[1]) ist bereits zu einem ähnlichen Resultat gekommen, daß die Schlömilchzelle sich verhält wie eine Kapazität in Serie mit mehreren Hunderten Ohm. Doch konnte durch die vorliegenden Versuche der von ihm beobachtete Kapazitätswert „einige Hundertstel Mikrofarad" in dieser Größe nicht festgestellt werden.

d) Kreise mit Fritter. Der Fritter wird an einen besonderen Stromkreis angeschlossen, der ein Relais enthält; letzteres betätigt einen Schreibapparat und den sog. Klopfer, der die Aufgabe hat, den Fritter im geeigneten Augenblicke zu entfritten. Die technisch gebräuchliche Schaltung veranschaulicht Fig. 13 schema-

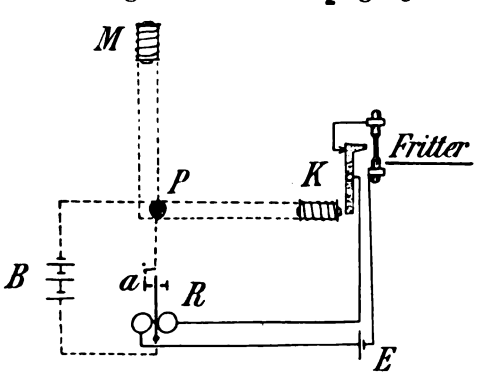


Fig. 13.

tisch. R ist das Relais[2]), durch dessen Arbeitskontakt a die Batterie B über den Schreibapparat M

1) H. Abraham, Compt. rend. **144**, 1209, 1907.
2) Die untersuchten Fritter, das Relais mit magnetischer Feldregulierung und die Zubehörteile sind Ausführungsformen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

Digitized by Google

und parallel dazu über die Klopferspulen K geschlossen wird. P ist eine Polarisationszelle zur Aufnahme der in den Magnetspulen entstehenden Induktionsstöße; E ist das Fritterelement. Der Fritterstromkreis ist in ausgezogenen, der Arbeitsstromkreis in gestrichelten Linien dargestellt. Wird der Fritter erregt, so wird der Stromkreis des Elementes E über ihm geschlossen; die Relaiszunge schließt den Arbeitskontakt a; durch die Spulen M und K fließt daher Strom von B aus, der Schreibapparat wird betätigt, der Klopfer angezogen, d. h. er entfrittet den Fritter, nachdem er den Fritterelementenkreis geöffnet hat, um Funkenbildung zwischen den Metallkörnern des Fritters zu vermeiden. Auch an dieser Apparatur wurden alle Stromzuführungen verdrillt gelegt, um Induktionsschleifen zu vermeiden. Der Umstand, daß es günstig ist, den Fritter in stromlosem Zustand zu entfritten, bringt es mit sich, daß das ganze Klopfergerüst mit an den Fritteranschlüssen liegt. Diese ganzen Metallteile bilden aber, wie in Tabelle I gezeigt wurde, eine kleine unvermeidliche tote Kapazität. Infolgedessen gelang es nicht, einen Schwingungskreis (geschaltet wie in Fig. 7, statt Fernhörer F der Fritterstromkreis) mit Fritter stark gedämpft zu erhalten. Ein solcher Kreis hat eine scharf ausgeprägte Eigenschwingung; z. B. wenn $L = 12 \cdot 10^3$ m und $C = 22$ m war, so war $\lambda = 375$ m.

Hieraus berechnet sich die für die Eigenschwingung in Betracht kommende Kapazität zu 11—12 cm; das ist aber der Wert, der für die am Fritter hängenden Metallteile in Tabelle I gemessen wurde. Auf die Größe des Kondensators C kommt es bei dieser kleinen wirksamen Kapazität nicht an, sofern sie mindestens 100 cm beträgt.

Der Fritter ist demnach in unerregtem Zustand aufzufassen als sehr großer Widerstand mit paralleler Kapazität, die jedoch gegen 12 cm nicht in Betracht kommt. Vermeiden haben sich diese toten Kapazitäten nicht lassen; sie wurden auf die äußersten Maße reduziert und stellten nur noch einen verschwindenden Rest von all den Metallteilen dar, die an dem benutzten früher auf einer Funkentelegraphen-Station im Betriebe gewesenen Stationskasten vorhanden waren.

V. Bemessung von Detektorkreisen.

Es möge nun noch kurz zusammengefaßt werden, wie der Detektorkreis am günstigsten zu bemessen ist, damit er für verschiedene Detektoren möglichst aperiodisch ist. Er soll nach Abschnitt II nur bestehen aus Spule und Blockkondensator, dem Detektor und seinen Hilfsapparaten, Fernhörer bzw. Lokalstromkreis. Letztere hatten sich als tote Kapazitäten erwiesen; um sie daher an eine Stelle zu legen, wo sie nicht schaden, sind sie parallel zum Blockkondensator zu schalten (Fig. 7). Mit Rücksicht auf die Schlömilchzelle ist, wie in IVc gezeigt wurde, der Blockkondensator möglichst groß zu wählen; aus Tabelle III geht hervor, daß die Größe von 50 m vollauf genügt; diese Größe hat er auch an den Empfangsapparaten des Telegraphen-Versuchsamtes; er ist ein Glimmerkondensator (kleine Type der C. Lorenz-A.-G.), der sich bequem an der Koppelungsspule selbst befestigen läßt. Für die Tickerschaltung hatte sich (IVa) dieselbe Forderung ergeben.

Für die Größe der Koppelungsspule ist wiederum die Schlömilchzelle maßgebend. Man bemißt die Spule so, daß ihre Selbstinduktion mit einer durchschnittlichen Zellenkapazität von etwa 2 m die mittlere Wellenlänge des Bereiches ergibt, in dem man den Luftleiterkreis mit den vorhandenen Abstimmitteln einstellen kann. Für einen Wellenbereich von 600 bis 1200 m im Empfänger wird man die Selbstinduktion der Koppelungsspule etwa 10^6 cm groß wählen. Der Detektorkreis gibt dann mit Schlömilchzelle ein sehr unscharfes Maximum zwischen 800 und 1000 m Wellenlänge. Derselbe Kreis ist dann mit Ticker und Bleiglanzdetektor gänzlich aperiodisch. Die Spule von 10 km Selbstinduktion ist genügend groß; denn der Antennenkreis induziert so stark auf diesen Detektorkreis, daß die Eigenschwingung des Antennenkreises stark gedämpft erscheint. Es ist aber nicht möglich, diesen Detektorkreis, der für die Schlömilchzelle nahezu, für den Bleiglanzdetektor und den Ticker vollständig aperiodisch ist, auch für den Fritter aperiodisch zu machen. Darum muß man den Detektorkreis mit Fritter abstimmbar einrichten, indem man parallel zum Fritter einen variablen Kondensator schaltet, eine Schaltung, die auch bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie üblich ist. Demgegenüber bieten Bleiglanzdetektor, Schlömilchzelle und Ticker neben viel größerer Empfindlichkeit als der Fritter den Vorteil, daß man sie in einer Schaltung anbringen kann, die es bloß erforderlich macht, den Luftleiterkreis auf die gewünschte Wellenlänge abzustimmen.

(Eingegangen 25. Januar 1910.)

Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom.

Von H. Barkhausen[1]).

Auf dem Salzburger Naturforschertage bemerkte ich in der Diskussion zu dem Vortrage des Herrn v. Geitler „Über die Erzeugung von

1) Aus Verhandl. d. D. Physik. Ges. 11, 711, 1909.

Digitized by Google

Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte“[1]), daß eine Erzeugung von Gleichstrom allein durch Änderung der Induktivität des Stromkreises nicht stattfinden könne[2]). In einer früheren Arbeit über ein ähnliches Problem habe ich nämlich die beiden Sätze abgeleitet[3]):

„In einem stromdurchflossenen veränderlichen Ohmschen Widerstande kann außer einer Wärmeentwicklung nur ein Austausch der Energie von Gleich- und Wechselstrom stattfinden.“

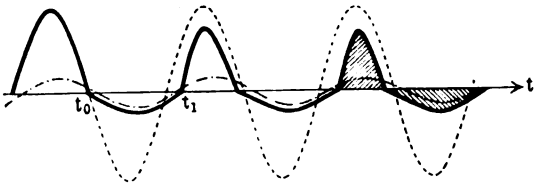
„In einer stromdurchflossenen veränderlichen Induktion oder Kapazität kann außer einer Wärmeentwicklung nur ein Austausch von mechanischer mit Wechselstromenergie stattfinden.“

Daraus folgt, daß zur Erzeugung von Gleichstrom aus Wechselstrom die Änderung eines Ohmschen Widerstandes notwendig ist. Ohne diese, allein durch Änderung der Induktivität oder Kapazität läßt sich eine Umwandlung von Wechsel- in Gleichstrom oder umgekehrt nicht erzielen.

Später teilte mir Herr v. Geitler brieflich ein eigenartiges Paradoxon mit, das dieser Theorie zu widersprechen scheint. Man schalte eine Drosselspule an eine rein periodische elektromotorische Kraft, etwa ein Wechselstromnetz, an. Es fließt dann ein reiner Wechselstrom durch die Drosselspule. Nun vergrößere man immer die Selbstinduktion, wenn der Strom negativ wird, während man in der anderen Phase, wo der Strom positiv wird, die Selbstinduktion wieder verringert. Dies läßt sich praktisch z. B. dadurch verwirklichen, daß man periodisch einen Eisenkern in die Spule hineintaucht und wieder herauszieht, und zwar in der Periode des Wechselstromes. Durch einen Synchronmotor oder dergleichen läßt sich das leicht ausführen. Dann wird der Strom in der negativen Phase immer bedeutend stärker abgedrosselt als in der positiven, und es hat den Anschein, als ob dadurch aus dem reinen Wechselstrom ein solcher mit einer positiven Gleichstrombeimischung werden müßte.

Es ist wohl schon öfters versucht worden, auf diese Weise eine Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom zu bewerkstelligen. Sie hätte technisch den großen Vorzug, daß sie die „veränderlichen Ohmschen Widerstände“, die unsicheren Elemente im Stromkreise wie elektrolytische Zellen, Lichtbögen oder Kontakte, vermeidet. Leider ist dies prinzipiell unmöglich.

Wie in dem obigen Falle durch die Spule ein reiner Wechselstrom ohne Gleichstrombeimischung fließen kann, läßt sich durch eine graphische Konstruktion leicht veranschaulichen. Der Einfachheit halber sei angenommen, daß der Eisenkern immer gerade in die Spule hineingestoßen und herausgezogen werde, wenn der Strom durch Null geht. Das Eisen ist dann ganz unmagnetisch und es entstehen keine Induktionserscheinungen durch seine Bewegung, die im anderen Falle die Konstruktion erheblich komplizieren würden, ohne wesentlich anderes zu liefern.



In der Figur bedeute die punktierte Kurve den Stromverlauf, wenn sich der Eisenkern dauernd außerhalb der Spule, die strichpunktierte Kurve, wenn er sich dauernd in der Spule befände. Letztere besitzt, entsprechend der höheren Selbstinduktion, eine geringere Amplitude und eine Phasenverzögerung gegen erstere. Diese Phasenverzögerung ist der Punkt, der bei der ersten Betrachtung nicht berücksichtigt wurde. Wenn jetzt nämlich zur Zeit t_0 der Strom der eisenlosen Spule Null wird und der Eisenkern hineingeschoben wird, kann der Strom nicht die strichpunktierte Kurve beschreiben, da der Anfangswert ein anderer ist. Er wird vielmehr in einer Kurve verlaufen, die zur strichpunktierten in dem mit der Zeit t abnehmenden Abstand $Ae^{-\frac{W}{L}t}$ verläuft, wenn A der anfängliche Abstand zur Zeit $t = 0$ ist. Dieser Verlauf ist durch die ausgezogene Kurve bezeichnet. Zur Zeit t_1 geht der Strom wieder durch Null. Er kann hier wieder den Verlauf der punktierten Kurve wegen des anderen Anfangszustandes nicht einhalten, sondern nähert sich diesem wieder exponentiell an. Man erkennt, wie man bei weiterer Fortsetzung dieser Konstruktion die ausgezogene Stromkurve erhält, die aus einer kürzeren positiven Phase mit hoher Amplitude und einer längeren negativen Phase mit niedriger Amplitude besteht, und daß es nicht unwahrscheinlich ist, daß die von beiden Phasen eingeschlossenen, in der Figur schraffierten Flächen gleich groß sind, wie die Theorie es fordert.

Würde man das verschieden starke Abdrosseln der positiven und negativen Phase in gleicher Weise durch periodisches Zu- und Abschalten von Ohmschen Widerständen oder von Drosselspulen bewirken, wobei bei letzteren der

1) Diese Zeitschr. **10**, 795, 1909.
2) Vgl Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **11**, 446, 1909, Anm.
3) **H. Barkhausen**, Das Problem der Schwingungserzeugung. Diss. Göttingen 1907. (Verlag von S. Hirzel, Leipzig.) S. 13 und 16.

Digitized by Google

Ohmsche Widerstand in gleichem Verhältnis wie die Selbstinduktion sich änderte, so würde der Strom dauernd den in der positiven Phase aus der punktierten Kurve, in der negativen aus der strichpunktierten sich zusammensetzenden Verlauf beibehalten, da wegen des Fehlens der Phasenverschiebung beide Kurven sich auf der Abszissenachse aneinander anschließen. Es würde also entsprechend den vorhandenen veränderlichen Ohmschen Widerständen dann in der Tat ein Gleichstrom entstehen. — In dem erstgenannten Falle wäre beim Widerstande Null auch keine Phasenverschiebung der beiden Kurven vorhanden. Beim Widerstande Null ist aber der Gleichstrom unbestimmt, von beliebiger Größe, indem jeder anfänglich vorhandene Gleichstrom von selbst dauernd weiter fließen würde, ein Fall, der in der Theorie ausdrücklich ausgenommen ist.

(Eingegangen 12. Januar 1910.)

Meßmethoden für den Wechselstromerdinduktor.

Von J. J. Taudin Chabot.

Der rotierende Erdinduktor mit durchgehender Leiterverbindung[1]), wie überhaupt jeder solcher mit drehendem Leiterkreis gestattet die Erzeugung nur von wechselnden elektrischen Spannungen, d. h., wo diese Spannungen sich ausgleichen, nur von elektrischen Strömen wechselnder Richtung. Dauernde Richtung im Raume bekommt daher das resultierende elektromagnetische Feld nur bei synchronem Wechsel der Richtung, worin die Leiterbahn von den Strömen durchlaufen wird. Dazu läßt sich entweder eine Bewegung der ununterbrochenen Leiterbahn selbst einrichten, oder aber ein fortgesetztes Vertauschen zweier Anschlußstellen der zu dem Behufe unterbrochenen Leiterbahn.

Es braucht keiner Erörterung, daß jedem Kunstgriff, namentlich letztgemeinter Art, ein Arbeiten mit ununterbrochen durchgehender Leiterverbindung überlegen sein wird, in Sonderheit, wenn es uns gelingt, die noch wenig gepflegte Messung des Wechselfeldes entsprechend zu entwickeln. So seien die in Frage kommenden Methoden nachfolgend zusammengestellt:

a) Der Widerstand eines Zweiges der Wheatstoneschen Brücke, der einen sogenannten Barrister enthält, wird durch die Joulesche Wärme der Wechselströme erhöht, das Gleichgewicht gestört und der Ausschlag eines Gleichstromgalvanometers im Gleichstromkreise abgelesen.

1) Diese Zeitschr. 9, 226, 1908.

b) Die volle Wechselstromkurve wird beobachtet mittels Saitengalvanometers (dessen Magnetkreis wegen Vermeidung von Streufeldern engstgeschlossen und stetig gekrümmt ist).

c) Ein einseitiger Saitenanschlag wird wahrgenommen bei symphasem Wechsel des Galvanometerfeldes.

d) Es werden Mehrphasenströme und durch diese ein sogenanntes Drehfeld erzeugt, worin die entsprechende Ablenkung eines elastisch gerichteten Systems erfolgt.

Haupterfordernis bei den Arbeiten mit dem Erdinduktor, gleichviel nach welcher von diesen Methoden, bleibt es der Geschwindigkeit Rechnung zu tragen, entweder, indem man dieselbe mit der Stromkurve registriert und die Kurve sodann auf konstante Geschwindigkeit (gleiche Abszissen) reduziert, oder indem man die Geschwindigkeit des Induktors gegen die Empfänglichkeit des Beobachtungsinstruments balanciert, wenigstens innerhalb der Grenzen, zwischen denen Winkelgeschwindigkeitsschwankungen vorkommen könnten.

Von den verschiedenen Ausführungsmöglichkeiten, die es hier gibt, gestaltet sich eine wie folgt:

Mit dem Erdinduktor wird ein kleines Zentrifugalgebläse betrieben zur Erzeugung eines Luftstromes, der die elastische Einstellung des im Drehfelde des Beobachtungsinstruments abzulenkenden Systems besorgt, derart, daß mit der Induktorrotation die Starrheit der Einstellung wächst durch das Mittel eines mehr oder weniger schnellen, d. h. mehr oder weniger starren Luftstromes, so daß Stärkeschwankungen der Ströme, die in Geschwindigkeitsschwankungen der Umdrehung ihren Grund haben, nicht, wohl und lediglich aber solche, die Feldschwankungen bedeuten, zum Ausdruck kommen.

Chabot Observatory, Oakland Cal., 20. Dez. 1909.

(Eingegangen 12. Januar 1910.)

Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von W. S. Gripenberg.

In Anbetracht des hohen Reflexionsvermögens des kristallinischen Selens, schien eine höhere Ausnutzung des Lichtes in vielen Fällen wünschenswert. Das gleiche gilt für das auf die Elektroden fallende Licht. Beides wird erreicht durch die unten skizzierte, in aller Kürze beschriebene Anordnung.

Die Elektroden bestehen aus feinen Gittern

Digitized by Google

von Edelmetall, auf Glasplatten eingebrannt, wie sie schon früher gebraucht worden sind, hierbei ist aber die Glasplatte beiderseitig mit Gittern versehen und die Belichtung erfolgt durch die schmale Seitenkante (Fig. 1) der Glas-

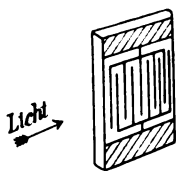


Fig. 1.

platte. Das Licht wird von der einen Selenplatte und deren gutspiegelnde Elektroden auf die andere *Se*-Platte usw. geworfen, bis es die entgegengesetzte Seitenoberfläche (versilbert) trifft, von wo es denselben Weg zurückgeht, um schließlich die Doppelzelle im äußerst geschwächten Zustande zu verlassen. Mehrere solche Zellen lassen sich zu größeren Sätzen vereinigen, wodurch sehr niedrige Widerstände erzielt werden. Wie aus der Fig. 2 hervorgeht, ist jede *Se*-Platte beiderseitig belichtet.

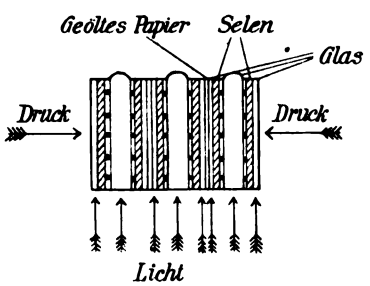


Fig. 2.

Die durch diese Bauart geschaffenen Möglichkeiten sind noch nicht vollständig erforscht. Doch steht fest, daß hierdurch folgendes ausgeführt werden kann:

wirksame Oberfläche 5×3 cm^2,
Widerstand im Dunkeln ca. 30 Ohm,
bei Belichtung mit 20000 Lux ca. 6 Ohm,
Belastung 110 Volt, also Stromstärke ca. 19 Amp.

Trägheit: 60 Proz. der Widerstandsabnahme werden in 10 Sekunden nach Aufhören der Belichtung rückgängig.

Helsingfors, 9. Januar 1910.

(Eingegangen 13. Januar 1910.)

Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von Argon.

Bemerkung zu einer Arbeit von H. Sirk.

Von W. Hillers.

In seiner Zusammenstellung über die Berechnung der molekularen Dimensionen bemerkt H. Sirk (Ann. d. Phys. **25**, 904, 1908), daß das Produkt $L^3 x^2 \cdot 10^{20}$ (l. c. oder Nernst Theor. Chemie 1907, S. 429) den Wert 6,2 haben müßte, wenn man in die Gleichung (S. 894)

$$N = \frac{1}{320 L^3 x^2}$$

für N den Zahlenwert einsetzt, wie ihn M. Planck aus den empirischen Strahlungskonstanten nach seiner Strahlungsformel berechnet. Diese Darstellung wird von M. Reinganum noch später (Ann. d. Phys. **28**, 142, 1909) zitiert. Sirk nimmt dabei $N = 5 \cdot 10^{16}$ auf 1 mm^3 bezogen und verweist auf M. Planck (Ann. d. Phys. **4**, 553, 1901)[1]). Dort steht nun diese Angabe überhaupt nicht. In der gleich darauf folgenden Arbeit (Ann. d. Phys. **4**, 564—566, 1901) gibt aber M. Planck den Wert $N = 2{,}76 \cdot 10^{16}$ an, der sich auch in seinen späteren Veröffentlichungen findet (M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung, 1906. Barth, Leipzig). Diese Zahlenangabe ist ja in der Zwischenzeit überraschend durch E. Rutherford (diese Zeitschr. **10**, 45, 1909, wo offenbar aus Versehen 2,72 steht statt 2,77, wie er in dieser Zeitschr. **10**, 768, 1909 angibt), J. Perrin (Beibl. z. d. Ann. d. Phys. 1909, S. 978 im Mittel 2,79!) und F. Ehrenhaft (diese Zeitschr. **10**, 310, 1909) bestätigt worden, so daß ihr zweifellos eine große Sicherheit innewohnt.

Damit wird aber das Produkt $L^3 x^2 \cdot 10^{20}$ bedeutend größer, nämlich gegen 11 statt 6,2.

Es erscheint mir nun bemerkenswert, daß diese Zahl in der Reihe A der Sirkschen Tabelle für die Berechnung aus den Daten von Argon vorkommt. In der Tat verlangt der dort angeführte Wert 11,2 ein $N = 2{,}79 \cdot 10^{16}$. Vergleichen wir damit, daß auch für das andere einatomige Edelgas Helium P. Ghose (Beibl. 1909, S. 974) $N = 2{,}8 \cdot 10^{16}$ gefunden hat, also in frappanter Übereinstimmung mit den oben angeführten Zahlen, so wird man das kaum dem Zufall zuschreiben können. Vielleicht dürfen wir schließen, daß, ähnlich wie bei den spezifischen Wärmen, gerade diese Gase den Voraussetzungen der kinetischen Gastheorie auch in bezug auf die Zustandsglei-

1) Wahrscheinl. nach Nernst, Theor. Chemie, 5. Aufl. 1907, S. 430.

Digitized by Google

chung besonders nahekommen, deren Konstanten in beiden Fällen zur Berechnung verwandt wurden. Der Vorschlag von M. Reinganum (Ann. d. Phys. **28**, 144, 1909) zu einer verbesserten Berechnungsweise würde allerdings den Zahlenwert auch für Argon bedeutend ändern, so daß dann von einer Übereinstimmung nicht mehr die Rede sein kann.

(Eingegangen 12. Dezember 1909.)

Konvektions- und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie.

Von Anton Weber.

Es soll hier gezeigt werden, daß die Relativitätstheorie die magnetischen Wirkungen des Konvektions- und Röntgenstromes richtig darstellt.

Nach Minkowski[1]) lauten die Maxwellschen Gleichungen für bewegte Körper (in Lorentzscher Schreibweise):

$$\operatorname{curl}\mathfrak{H} = \frac{1}{c}(\dot{\mathfrak{D}} + \mathfrak{J} + \varrho\mathfrak{w}) \tag{1}$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{D} = \varrho \tag{2}$$

$$\operatorname{curl}\mathfrak{E} = -\frac{1}{c}\dot{\mathfrak{B}} \tag{3}$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{B} = 0 \tag{4}$$

$$\mathfrak{D} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{H}] = \varepsilon\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{B}]\right) \tag{5}$$

$$\mathfrak{B} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{E}] = \mu\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{D}]\right). \tag{6}$$

Bei den Versuchen von Röntgen, Rowland, Eichenwald, Himstedt u. a. über die magnetische Wirkung der Konvektions- und Röntgenströme ist

$$\dot{\mathfrak{D}} = \mathfrak{J} = 0$$

und

$$\mu = 1$$

zu setzen. Gleichung (6) wird nun

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{B} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{P}], \tag{7}$$

wenn wir die Polarisation $\mathfrak{P}$ durch die Gleichung definieren:

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{D} - \mathfrak{E}.$$

Aus (7) setzen wir den Wert von $\mathfrak{H}$ in (1) und erhalten:

$$\operatorname{curl}\mathfrak{B} = \frac{1}{c}(\varrho\mathfrak{w} + \operatorname{curl}[\mathfrak{P},\mathfrak{w}]). \tag{8}$$

In der Theorie von Minkowski ist $\mathfrak{B}$ quellenfrei, nicht aber $\mathfrak{H}$. Das gilt auch für isotrope Körper. Daher läßt sich nur $\mathfrak{B}$ durch das gewöhnliche Vektorpotential ausdrücken:

$$\mathfrak{B} = \operatorname{curl}\mathfrak{A}, \tag{9}$$

worin

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{4\pi c}\int\frac{dv}{r}(\varrho\mathfrak{w} + \operatorname{curl}[\mathfrak{P}\mathfrak{w}]). \tag{10}$$

In einem außerhalb der bewegten Scheibe befindlichen Aufpunkt vereinfacht sich Gleichung (6); es wird dort für $\mu = 1$:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{H}$$

also

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{4\pi c}\operatorname{curl}\int\frac{dv}{r}(\varrho\mathfrak{w} + \operatorname{curl}[\mathfrak{P},\mathfrak{w}]). \tag{11}$$

Diese Formel ist die gleiche, wie die aus der Elektronentheorie von Lorentz hervorgehende, und diese letztere entspricht bekanntlich den Versuchsergebnissen.

(Eingegangen 19. Januar 1910.)

Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Bemerkung zu dem Beitrage des Herrn H. Wehner[1]).

Von Wilhelm Krebs.

Die Westwanderung ist in einem sehr ähnlichen Sinne bereits in einem Vortrage über Vulkanismus zur See von mir selbst behandelt, der im September 1905 in der geologischen Abteilung der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran gehalten, unter diesem Titel auf S. 184 und 185 der „Verhandlungen", II, I, referiert und in erweiterter Form dann von der Halbmonatschrift „Weltall" der Treptow-Sternwarte vom Oktober 1 und 15 1905 veröffentlicht ist. Hier wurde als Titel gewählt: Der Zug nach Westen im ozeanischen Vulkanismus.

Im besonderen ist in beiden Veröffentlichungen ein Hauptgewicht gelegt auf den Nachweis dieses Zuges nach Westen an der Seebebenstatistik des Zentralatlantik. Dieser Nachweis ist nicht allein auf Grund der von Herrn Wehner berücksichtigten 85, von Herrn Rudolph katalogisierten Fälle, sondern auf Grund von 99 Fällen, also von 14 mehr, geführt, davon 13, die zwischen 1891 und 1905 entfielen.

Alles, was für ihn, aber auch, was aus schiffahrtstatistischen Erwägungen gegen ihn sprach, ist in Kürze schon in jenem Referate der „Verhandlungen" gegeben. Es sei deshalb hier auf dieses Referat verwiesen.

Nur sei vor allem hervorgehoben, daß die Forderung einer Frequenzstatistik der Schiff-

1) Gött. Nachr. Math.-phys. Kl. 1908, S. 75.

1) Diese Zeitschr. **10**, 962, 1909.

Digitized by Google

fahrt, als notwendiger Grundlage für richtige Bewertung solcher bloß statistisch belegten Verhältnisse, noch nach wie vor erhoben werden muß.

Hinzugetreten, als bestätigendes, neues Moment, ist seitdem die erhöhte Seismizität in Westindien 1907, die auf Grund dieses und anderer, verwandten Nachweise in einem Vortrage vorausgesagt war, der vor der geophysikalischen Abteilung der Naturforscherversammlung zu Stuttgart im September 1906 von mir gehalten war. Ein Referat dieses Vortrages, über seismische Fernwirkungen, als Grundlagen für Prognosen und für Ferndiagnosen von Erdkatastrophen, erschien, außer in den „Verhandlungen Deutscher Naturforscher und Ärzte", auch in denen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1906. Ebenso die Referate eines Vortrages auf der Tagung 1907, Die Erdbeben von Jamaika, der das hervorragendste der bestätigenden Ergebnisse behandelte.

Die praktisch verwerteten Schlußfolgerungen aus der Periodizität von $952 = 2 \times 476$ Jahren sind Herrn Wehners eigener, schätzenswerter Einschlag.

Die ihnen zugrunde liegende Anschauung sollte meiner Meinung nach aber nicht von der besonderen Gasform des Erdkerns und der tieferen Schichten des Steinmantels absehen, die den Druckverhältnissen in diesen tiefen Erdschichten entspricht. Denn von den freieren Wellenbewegungen innerhalb von Gasmassen und besonders an einer Grenzfläche zwischen strömenden Gasschichten verschiedener Geschwindigkeit oder verschiedener Richtung ist dann eine günstige Aussicht eröffnet, jene Periode als ein Vielfaches der Schusterschen Periode von 4,76 Jahren, der Sonnentätigkeit, zu erweisen.

(Eingegangen 21. Dezember 1909.)

Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Von A. Ansel.

In dieser Zeitschr. **10**, 962, 1909 entwickelt Herr Heinrich Wehner eine Theorie, der zufolge die daselbst behauptete Wanderung der seismischen und vulkanischen Erregungsursachen nach West auf einer Relativbewegung des starren Erdkernes gegen den umgebenden Mantel beruhen soll. Eine Bestätigung für die behauptete Wanderung findet Herr Wehner in dem Kumulieren der z. B. für das Jahr 1910 als abgewandert errechneten Punkte, deren einzelne Gruppen gewissermaßen die Abbildungen der supponierten Störungsursachen repräsentieren sollen.

Indessen kann die Eigenschaft des Kumulierens der transformierten Punkte weder die Richtigkeit der axiomatisch festgesetzten Periode beweisen, noch überhaupt eine bestimmte Aussage über die Wanderung der Störungsursachen vermitteln, denn es läßt sich zeigen, daß, um Häufungen der transformierten Punkte nach einzelnen Gruppen zu erzielen, sehr viele Perioden zu Gebote stehen und, da keine in den Beobachtungen selbst begründet werden kann, ist keine vor der andern ausgezeichnet, auch die Periode von 952 Jahren nicht. Selbst wenn man eine entgegengesetzte Wanderung, nach Ost statt nach West, zur Voraussetzung wählt, tritt für bestimmte Wanderungsmaße ebenfalls die besondere Eigenschaft des Kumulierens ein. Die einzelnen Bilder unterscheiden sich nur durch eine andere Anordnung der Punktgruppen und lassen sich in jedem Falle durch entsprechende Annahmen über Zahl und Lage der als Störungszentren dienenden Unebenheiten des starren Kernes zwanglos interpretieren.

Ganz in dem Sinne des in der zitierten Darstellung eingeschlagenen Verfahrens könnte man beispielsweise die Periode von 1900 Jahren wählen, und findet damit eine besonders dichte Häufung der für die gleiche Epoche (1910) errechneten Punkte (Fig. 2); eine Verdoppelung jener Periode gibt zu einer Häufung der Punkte nach getrennten Gruppen Anlaß (Fig. 3), und ein ganz ähnliches Ergebnis kommt zustande (Fig. 4), wenn unter Beibehaltung der Periode von ca. 3800 Jahren nunmehr die Wanderungsrichtung umgekehrt wird, entsprechend der Voraussetzung einer etwas größeren statt geringeren Rotationsgeschwindigkeit des starren Erdkernes. Die Existenz mehrerer gesonderter Punktgruppen findet dann ihr Äquivalent in der Annahme einer entsprechenden Anzahl von Störungsursachen.

Vergleichshalber ist unter Abtrennung der ursprünglichen Beobachtungspunkte, die das Bild nur stören, den Figuren diejenige hinzugefügt (Fig. 1), die Herr H. Wehner auf Grund des in dem zitierten Aufsatz wohl mit unbeabsichtigter Genauigkeit angegebenen Wanderungsbetrages von $22' 41''$, 345 p. a. berechnet hat; wie ersichtlich ist das von den abgewanderten Punkten überdeckte Feld in den übrigen Fällen (Fig. 2, 3, 4) wesentlich enger.

Die schon aus den Fig. 1—5 sich ergebende Unbestimmtheit der wichtigsten Merkmale der Wanderung, Geschwindigkeit und Richtung läßt sich mit Hilfe einer anderen Darstellung allge-

Digitized by Google

chung besonders nahekommen, deren Konstanten in beiden Fällen zur Berechnung verwandt wurden. Der Vorschlag von M. Reinganum (Ann. d. Phys. **28**, 144, 1909) zu einer verbesserten Berechnungsweise würde allerdings den Zahlenwert auch für Argon bedeutend ändern, so daß dann von einer Übereinstimmung nicht mehr die Rede sein kann.

(Eingegangen 12. Dezember 1909.)

Konvektions- und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie.

Von Anton Weber.

Es soll hier gezeigt werden, daß die Relativitätstheorie die magnetischen Wirkungen des Konvektions- und Röntgenstromes richtig darstellt.

Nach Minkowski[1]) lauten die Maxwellschen Gleichungen für bewegte Körper (in Lorentzscher Schreibweise):

$$\operatorname{curl}\mathfrak{H} = \frac{1}{c}(\dot{\mathfrak{D}} + \mathfrak{J} + \varrho\mathfrak{w}) \qquad (1)$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{D} = \varrho \qquad (2)$$

$$\operatorname{curl}\mathfrak{E} = -\frac{1}{c}\dot{\mathfrak{B}} \qquad (3)$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{B} = 0 \qquad (4)$$

$$\mathfrak{D} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{H}] = \varepsilon\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{B}]\right) \qquad (5)$$

$$\mathfrak{B} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{E}] = \mu\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{D}]\right). \qquad (6)$$

Bei den Versuchen von Röntgen, Rowland, Eichenwald, Himstedt u. a. über die magnetische Wirkung der Konvektions- und Röntgenströme ist

$$\dot{\mathfrak{D}} = \mathfrak{J} = 0$$

und

$$\mu = 1$$

zu setzen. Gleichung (6) wird nun

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{B} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{P}], \qquad (7)$$

wenn wir die Polarisation $\mathfrak{P}$ durch die Gleichung definieren:

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{D} - \mathfrak{E}.$$

Aus (7) setzen wir den Wert von $\mathfrak{H}$ in (1) und erhalten:

$$\operatorname{curl}\mathfrak{B} = \frac{1}{c}(\varrho\mathfrak{w} + \operatorname{curl}[\mathfrak{P},\mathfrak{w}]). \qquad (8)$$

In der Theorie von Minkowski ist $\mathfrak{B}$ quellenfrei, nicht aber $\mathfrak{H}$. Das gilt auch für isotrope Körper. Daher läßt sich nur $\mathfrak{B}$ durch das gewöhnliche Vektorpotential ausdrücken:

$$\mathfrak{B} = \operatorname{curl}\mathfrak{A}, \qquad (9)$$

worin

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{4\pi c}\int\frac{dv}{r}(\varrho\mathfrak{w} + \operatorname{curl}[\mathfrak{P}\mathfrak{w}]). \qquad (10)$$

In einem außerhalb der bewegten Scheibe befindlichen Aufpunkt vereinfacht sich Gleichung (6); es wird dort für $\mu = 1$:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{H}$$

also

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{4\pi c}\operatorname{curl}\int\frac{dv}{r}(\varrho\mathfrak{w} + \operatorname{curl}[\mathfrak{P},\mathfrak{w}]). \qquad (11)$$

Diese Formel ist die gleiche, wie die aus der Elektronentheorie von Lorentz hervorgehende, und diese letztere entspricht bekanntlich den Versuchsergebnissen.

(Eingegangen 19. Januar 1910.)

1) Gött. Nachr. Math.-phys. Kl. 1908, S. 75.

Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Bemerkung zu dem Beitrage des Herrn H. Wehner[1]).

Von Wilhelm Krebs.

Die Westwanderung ist in einem sehr ähnlichen Sinne bereits in einem Vortrage über Vulkanismus zur See von mir selbst behandelt, der im September 1905 in der geologischen Abteilung der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran gehalten, unter diesem Titel auf S. 184 und 185 der „Verhandlungen", II, I, referiert und in erweiterter Form dann von der Halbmonatschrift „Weltall" der Treptow-Sternwarte vom Oktober 1 und 15 1905 veröffentlicht ist. Hier wurde als Titel gewählt: Der Zug nach Westen im ozeanischen Vulkanismus.

Im besonderen ist in beiden Veröffentlichungen ein Hauptgewicht gelegt auf den Nachweis dieses Zuges nach Westen an der Seebebenstatistik des Zentralatlantik. Dieser Nachweis ist nicht allein auf Grund der von Herrn Wehner berücksichtigten 85, von Herrn Rudolph katalogisierten Fälle, sondern auf Grund von 99 Fällen, also von 14 mehr, geführt, davon 13, die zwischen 1891 und 1905 entfielen.

Alles, was für ihn, aber auch, was aus schiffahrtstatistischen Erwägungen gegen ihn sprach, ist in Kürze schon in jenem Referate der „Verhandlungen" gegeben. Es sei deshalb hier auf dieses Referat verwiesen.

Nur sei vor allem hervorgehoben, daß die Forderung einer Frequenzstatistik der Schiff-

1) Diese Zeitschr. **10**, 962, 1909.

Digitized by Google

fahrt, als notwendiger Grundlage für richtige Bewertung solcher bloß statistisch belegten Verhältnisse, noch nach wie vor erhoben werden muß.

Hinzugetreten, als bestätigendes, neues Moment, ist seitdem die erhöhte Seismizität in Westindien 1907, die auf Grund dieses und anderer, verwandten Nachweise in einem Vortrage vorausgesagt war, der vor der geophysikalischen Abteilung der Naturforscherversammlung zu Stuttgart im September 1906 von mir gehalten war. Ein Referat dieses Vortrages, über seismische Fernwirkungen, als Grundlagen für Prognosen und für Ferndiagnosen von Erdkatastrophen, erschien, außer in den „Verhandlungen Deutscher Naturforscher und Ärzte", auch in denen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1906. Ebenso die Referate eines Vortrages auf der Tagung 1907, Die Erdbeben von Jamaika, der das hervorragendste der bestätigenden Ergebnisse behandelte.

Die praktisch verwerteten Schlußfolgerungen aus der Periodizität von $952 = 2 \times 476$ Jahren sind Herrn Wehners eigener, schätzenswerter Einschlag.

Die ihnen zugrunde liegende Anschauung sollte meiner Meinung nach aber nicht von der besonderen Gasform des Erdkerns und der tieferen Schichten des Steinmantels absehen, die den Druckverhältnissen in diesen tiefen Erdschichten entspricht. Denn von den freieren Wellenbewegungen innerhalb von Gasmassen und besonders an einer Grenzfläche zwischen strömenden Gasschichten verschiedener Geschwindigkeit oder verschiedener Richtung ist dann eine günstige Aussicht eröffnet, jene Periode als ein Vielfaches der Schusterschen Periode von 4,76 Jahren, der Sonnentätigkeit, zu erweisen.

(Eingegangen 21. Dezember 1909.)

Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Von A. Ansel.

In dieser Zeitschr. **10**, 962, 1909 entwickelt Herr Heinrich Wehner eine Theorie, der zufolge die daselbst behauptete Wanderung der seismischen und vulkanischen Erregungsursachen nach West auf einer Relativbewegung des starren Erdkernes gegen den umgebenden Mantel beruhen soll. Eine Bestätigung für die behauptete Wanderung findet Herr Wehner in dem Kumulieren der z. B. für das Jahr 1910 als abgewandert errechneten Punkte, deren einzelne Gruppen gewissermaßen die Abbildungen der supponierten Störungsursachen repräsentieren sollen.

Indessen kann die Eigenschaft des Kumulierens der transformierten Punkte weder die Richtigkeit der axiomatisch festgesetzten Periode beweisen, noch überhaupt eine bestimmte Aussage über die Wanderung der Störungsursachen vermitteln, denn es läßt sich zeigen, daß, um Häufungen der transformierten Punkte nach einzelnen Gruppen zu erzielen, sehr viele Perioden zu Gebote stehen und, da keine in den Beobachtungen selbst begründet werden kann, ist keine vor der andern ausgezeichnet, auch die Periode von 952 Jahren nicht. Selbst wenn man eine entgegengesetzte Wanderung, nach Ost statt nach West, zur Voraussetzung wählt, tritt für bestimmte Wanderungsmaße ebenfalls die besondere Eigenschaft des Kumulierens ein. Die einzelnen Bilder unterscheiden sich nur durch eine andere Anordnung der Punktgruppen und lassen sich in jedem Falle durch entsprechende Annahmen über Zahl und Lage der als Störungszentren dienenden Unebenheiten des starren Kernes zwanglos interpretieren.

Ganz in dem Sinne des in der zitierten Darstellung eingeschlagenen Verfahrens könnte man beispielsweise die Periode von 1900 Jahren wählen, und findet damit eine besonders dichte Häufung der für die gleiche Epoche (1910) errechneten Punkte (Fig. 2); eine Verdoppelung jener Periode gibt zu einer Häufung der Punkte nach getrennten Gruppen Anlaß (Fig. 3), und ein ganz ähnliches Ergebnis kommt zustande (Fig. 4), wenn unter Beibehaltung der Periode von ca. 3800 Jahren nunmehr die Wanderungsrichtung umgekehrt wird, entsprechend der Voraussetzung einer etwas größeren statt geringeren Rotationsgeschwindigkeit des starren Erdkernes. Die Existenz mehrerer gesonderter Punktgruppen findet dann ihr Äquivalent in der Annahme einer entsprechenden Anzahl von Störungsursachen.

Vergleichshalber ist unter Abtrennung der ursprünglichen Beobachtungspunkte, die das Bild nur stören, den Figuren diejenige hinzugefügt (Fig. 1), die Herr H. Wehner auf Grund des in dem zitierten Aufsatz wohl mit unbeabsichtigter Genauigkeit angegebenen Wanderungsbetrages von $22'41''$, 345 p. a. berechnet hat; wie ersichtlich ist das von den abgewanderten Punkten überdeckte Feld in den übrigen Fällen (Fig. 2, 3, 4) wesentlich enger.

Die schon aus den Fig. 1—5 sich ergebende Unbestimmtheit der wichtigsten Merkmale der Wanderung, Geschwindigkeit und Richtung läßt sich mit Hilfe einer anderen Darstellung allge-

Digitized by Google

mein zum Ausdruck bringen. Gemäß der Behauptung wandern die Störungsursachen, somit auch die sie auf der Erdoberfläche repräsentierenden Bilder, die Punkte bzw. die Punktgruppen, und zwar in der Weise, daß jeder Punkt während der Bewegung seine geographische Breite unverändert beibehält, dagegen erfolgt ein Übergang zu anderen Werten der geographischen Länge entsprechend der von Herrn Wehner aufgestellten Bedingung:

$$\frac{d\lambda}{dt} = v = \text{const},$$

woraus durch Integration die Bahngleichung folgt:

$$\lambda_2 - \lambda_1 = v\,(t_2 - t_1).$$

Vermöge des Umstandes, daß die Bahnen aller

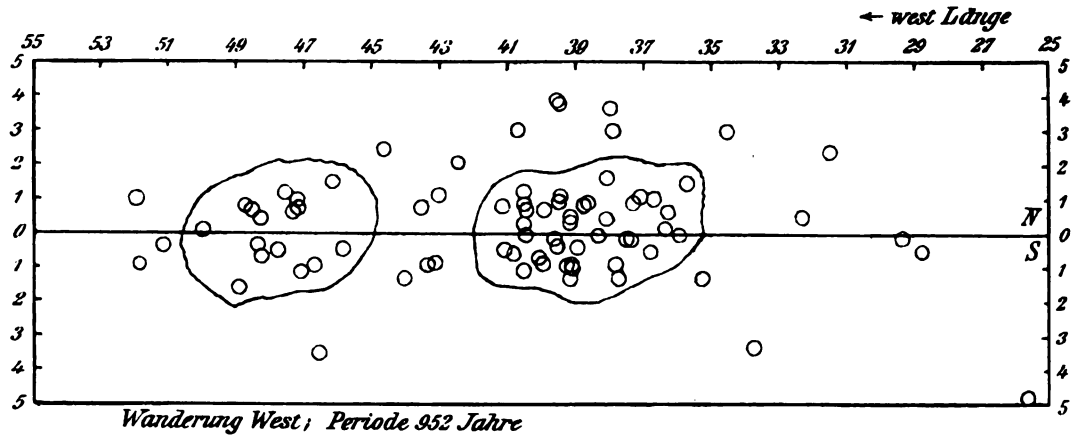


Fig. 1.

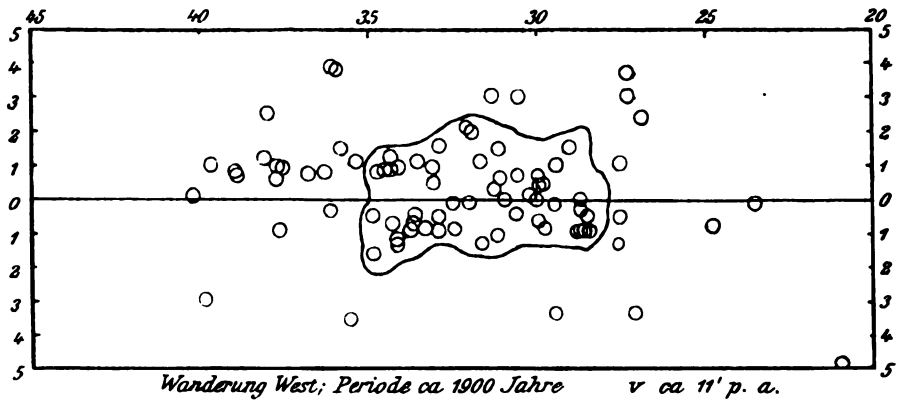


Fig. 2.

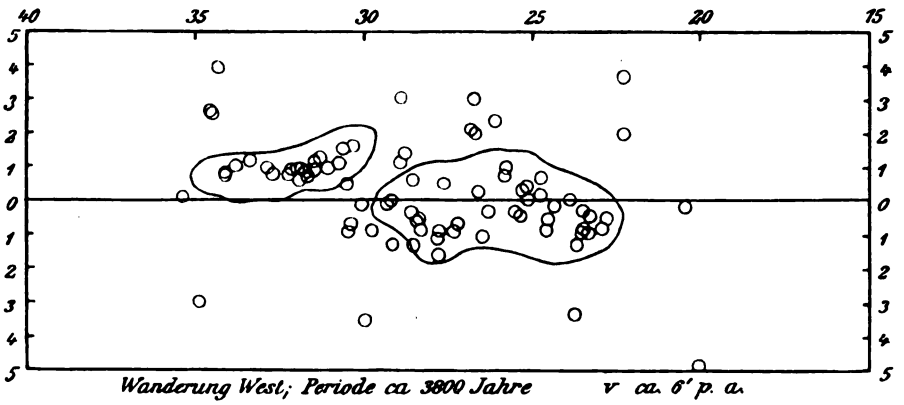


Fig. 3.

Digitized by Google

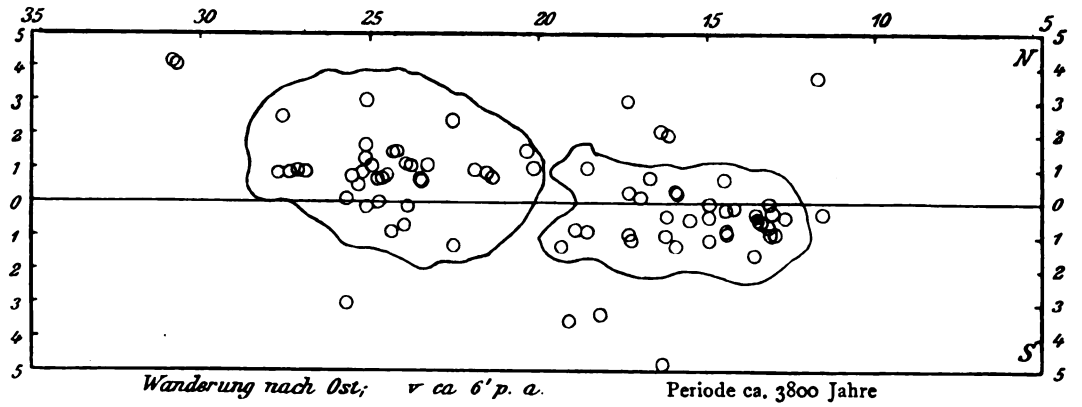


Fig. 4.

Punkte die Meridiane senkrecht schneiden, bedeutet eine Projektion der Punkte auf eine allen gemeinsame geographische Breite, etwa den Äquator, keine Beschränkung des Problems, zumal sie sich ganz in dessen Nachbarschaft befinden; dafür ermöglicht diese Operation den Vorteil einer einfachen und übersichtlichen Darstellung der mannigfaltigen durch die Variation der Geschwindigkeit bedingten Verhältnisse.

Länge und Zeit als Koordinaten genügen jetzt, um die Lage der den Beobachtungen entsprechenden Punkte in einer Ebene festzulegen, bezüglich der Ortsveränderung der Punkte gilt daneben die Bedingung:

$$\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{t_2 - t_1} = v = \text{const.}$$

Mit dem Anfangspunkte des Koordinatensystems in dem Punkte λ_1, t_1 stellt diese Beziehung

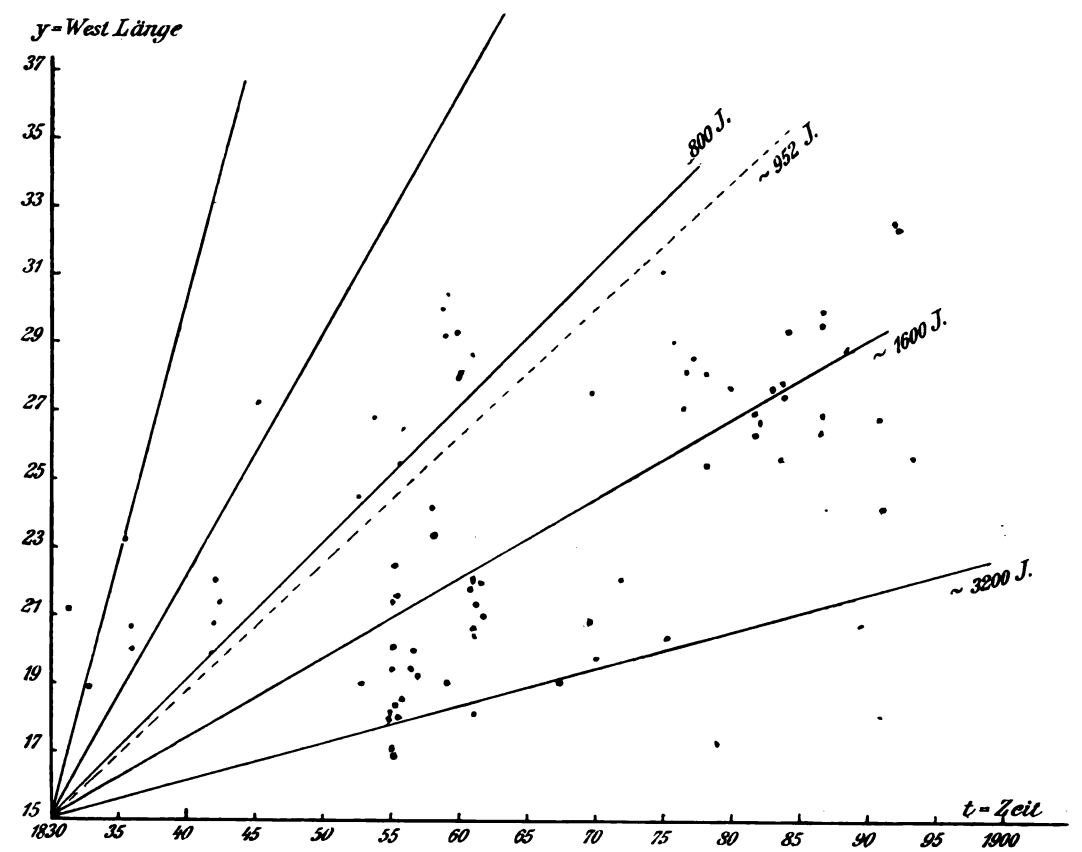


Fig. 5.

Digitized by Google

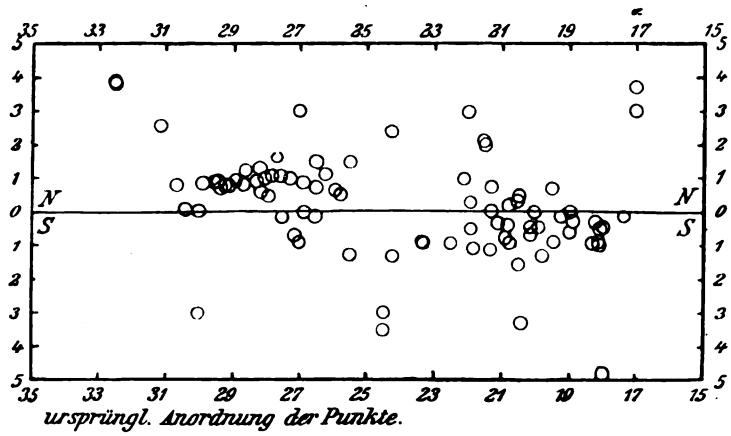


Fig. 6.

bekanntlich eine Gerade, dagegen mit v als Parameter ein Strahlenbüschel durch den Ursprung dar.

In dem Nomogramm (Fig. 6) entsprechen den Tangenten der Neigungswinkel der Strahlen gegen die Abszissenachse die verschiedenen Geschwindigkeiten, bzw. sind jene den gewählten Perioden umgekehrt proportional. Entgegengesetzte Wanderungsrichtung (nach Ost statt West) wäre durch die Ergänzung des Nomogramms nach der Seite der abnehmenden Längen (negativen Ordinaten) zu berücksichtigen.

Es sei noch bemerkt, daß bei einmal gewählter Geschwindigkeit alle Punkte parallel dem zugehörigen Strahl in der Zeichnungsebene um den Zeitintervallen proportionale Beträge transformiert werden; andererseits lassen sich aus dem Nomogramm mit Leichtigkeit Strahlen, also auch Perioden entnehmen, die eine Häufung der Punkte bei der entsprechenden Transformation zur Folge haben würden.

Das Kumulieren kann somit nicht als besonderer Ausdruck eines geophysikalischen Vorganges betrachtet werden; ist jedoch ein solcher wie die behauptete Westwanderung der seismischen und vulkanischen Aktivität wirklich vorhanden, so bleiben die charakteristischen Merkmale der Verschiebung unbestimmt, sie können aus dem vorliegenden Material in keiner Weise erschlossen werden.

Nun könnte doch noch als letzte, wenn auch sehr schwache Stütze der behaupteten Westwanderung hervorgehoben werden, daß bereits eine augenfällige Gruppierung der Punkte durch Zeit und Ort der Beobachtung selbst vorhanden ist, indem die einer wesentlich späteren Zeit angehörigen Gruppen gegen diejenigen der Vergangenheit in einer Richtung verlagert erscheinen, die auf eine Westwanderung der Störungsursachen, wenn auch mit einer anderen Periode (zwischen 900 und 1600 Jahren) hinweist.

Jedoch auch die relative Lage der beiden Hauptgruppen zueinander erweist sich bei Berücksichtigung aller Umstände ungeeignet, die behauptete Westwanderung plausibel zu machen; jene scheinbare Verschiebung der Beobachtungssorte erklärt sich einfach dadurch, daß im Laufe der Zeit eine Verlegung der Seewege nach West stattgefunden hat[1]). Weil früher verhältnismäßig mehr Beobachtungen von Seebeben aus östlicheren, später aus mehr westlicheren Längen vorliegen, folgt nicht die Wanderung der Störungszentren nach West, sondern die Tatsache, daß die Schnittpunkte der Schiffsrouten mit dem Äquator westlicher verlegt worden sind. Diese Verlegung der Seewege ist nun keineswegs ein willkürlicher Akt, sondern ein Erfolg der um die systematische Erforschung der günstigen Schiffahrtsbedingungen verdienten hydrographischen Ämter, in Deutschland der kais. Seewarte, die auf diesem Forschungsgebiet sich große Verdienste erworben hat.

Aus den Ergebnissen dieser Darstellung folgt, daß das Kumulieren der Punkte wesentlich geometrischer Natur ist, abhängig von dem gewählten Wanderungsmaß und weiterhin von der ursprünglichen Konfiguration der Punktgruppen, die in bezug auf die Transformation nicht als gleichwertig zu betrachten sind.

Demnach kann der Nachweis einer Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität in dem Kumulieren der als abgewandert errechneten Punkte keine Stütze finden, ein gleicher Effekt ließe sich mit anderen ebenso axiomatisch festgesetzten Perioden und selbst bei entgegengesetzter Wanderungsrichtung er-

1) Segelhandbuch für den Atlantischen Ozean. II. Auflage, S. 406.

Digitized by Google

reichen; außerdem unterliegt die zitierte Beweisführung dem Einwand, daß in der dort angewandten Methode auf die Einseitigkeit der Schiffsroute zu verschiedenen Zeiten keine Rücksicht genommen worden ist.

Soweit der von Herrn Wehner gegebene Nachweis auf das spezielle Tabellenmaterial sich bezieht, ist die behauptete Westwanderung der seismischen und vulkanischen Erregungsursachen hinfällig. Weitere Einwände ließen sich gegen die den Unebenheiten des starren Kernes zugeschriebenen Wirkungen geltend machen; insbesondere ist nicht ersichtlich, weshalb der Druck nur entlang dem Parallel und nicht einem oder mehreren größten Kreisen folgend durch die intermediäre Magmaschicht sich ausbreiten soll, überhaupt wäre bei der geringen Relativgeschwindigkeit ein Ausgleich des Druckes zu erwarten, bevor er zu der ihm zugeschriebenen Wirkung gelangen kann.

Auf die von Herrn Wehner vorgebrachte Theorie näher einzugehen, erscheint bei dem Mangel an Daten über die von ihm angenommenen Dimensionen der einzelnen Teile, Kern, Magmaschicht und Mantel, nicht notwendig. Die Möglichkeit einer Verschiebung der Erdrinde gegen den Kern soll indessen nicht bestritten werden, übrigens ist dieser Gedanke bereits von Kreichgauer ausgesprochen und von ihm zur Erklärung der Eiszeiten herangezogen worden[1]); es mag dahingestellt bleiben, ob die gegenwärtigen Kenntnisse über die Konstitution der Erde ausreichen, die aufgerollte Frage zu entscheiden.

1) Kreichgauer, Äquatorfrage in der Geologie.

Göttingen, Geophysikalisches Institut.

(Eingegangen 16. Januar 1910.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 81. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU SALZBURG.

Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot[1]).

Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen.

Von H. Rubens[2]).

Vor Jahresfrist habe ich in Cöln über Versuche berichtet[3]), welche Herr E. Hagen und ich unternommen haben, um die optischen Temperaturkoeffizienten der Metalle im langwelligen Teil des ultraroten Spektrums zu ermitteln. Hierbei hatte sich ergeben, daß für die Reststrahlen von Flußspat ($\lambda = 26{,}0\,\mu$) und für diejenigen von Quarz ($\lambda = 8{,}85\,\mu$) die Temperaturkoeffizienten der untersuchten Metalle und Legierungen dieselben Werte besitzen, welche sich unter Zugrundelegung der elektromagnetischen Lichttheorie aus der Änderung des elektrischen Leitvermögens für diese Stoffe berechnen lassen. Die Werte selbst und ihre Änderungen mit der Temperatur ergeben sich nach der Maxwellschen Theorie aus der Formel

$$J = 36{,}5 \sqrt{\frac{\sigma}{\lambda}},$$

wo J das Emissionsvermögen des betreffenden Materials für die Wellenlänge λ, σ seinen spezifischen Widerstand bedeutet.

Da nun die optischen Temperaturkoeffizienten der Metalle und Legierungen im sichtbaren Gebiet sehr klein sind, wie aus zahlreichen Untersuchungen bekannt ist, so muß sich der Übergang von diesen verschwindend geringen Werten des Temperaturkoeffizienten zu den von uns im langwelligen Spektrum gemessenen hohen Werten in dem zwischen 0,8 und 8,85 μ gelegenen Spektralgebiet vollziehen. Dieses Spektralgebiet haben wir jetzt zum Gegenstand unserer Untersuchung gewählt.

Zunächst ließ sich das Gebiet der zu erwartenden Übergänge ohne Schwierigkeit nach der Seite der langen Wellen um ein weiteres Stück einschränken, indem wir dieselben Messungen, welche wir früher für Reststrahlen von Flußspat (26,0 μ) und für Reststrahlen von Quarz (8,85 μ) angestellt hatten, für die kurzwelligeren Reststrahlen von Kalkspat ($\lambda = 6{,}65\,\mu$) wiederholten. Versuchsanordnung und Apparate waren dieselben, welche wir früher verwendet hatten. Es ergab sich, daß die Abhängigkeit des Emissionsvermögens von der Temperatur für die acht untersuchten Metalle und Legierungen im großen und ganzen noch immer dieselbe war, wie für lange Wellen, d. h. nahezu von der durch die obenstehende Formel ausgedrückten Größe.

1) Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Vers. dtsch. Naturf. u. Ärzte in Salzburg, Sept. 1909.

2) Mitteilung aus der Physikalisch-Techn. Reichsanstalt.

3) Diese Zeitschr. **9**, 874, 1908; siehe auch Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **10**, 710, 1908 und Ber. der Berliner Akademie, S. 478, 1909.

Digitized by Google

Die Ermittelung der optischen Temperaturkoeffizienten in dem Spektralgebiet zwischen 0,8 und 6 μ bietet erheblich größere Schwierigkeiten, als in dem langwelligeren Spektrum, da in jenem Wellenlängenbereich die Reststrahlenmethode versagt und man die notwendige spektrale Zerlegung mit Hilfe eines Spektrometers bewerkstelligen muß. Diese Art der Zerlegung ist aber mit einem sehr beträchtlichen Energieverlust verbunden, und man ist daher gezwungen, die strahlenden Metalle auf sehr hohe Temperaturen zu erhitzen, wenn man für genauere Messungen genügend große Galvanometerausschläge erzielen will. Man ist aus diesem Grunde in der Auswahl der zu untersuchenden Metalle außerordentlich beschränkt und im wesentlichen auf die Metalle und Legierungen der Platingruppe angewiesen. Innerhalb dieser Gruppe sind reines Platin und die zu den Le Chatelierschen Thermoelementen verwendete Platin-Rhodiumlegierung wegen der Unabhängigkeit ihrer Oberflächenbeschaffenheit von der Temperatur für Emissionsversuche besonders geeignet.

Für diese beiden Materialien haben wir die Isochromaten bei $\lambda = 2\,\mu$, $\lambda = 4\,\mu$ und $\lambda = 6\,\mu$ innerhalb des Temperaturbereichs von 400° bis 1400° C aufgenommen und mit den Isochromaten des schwarzen Körpers verglichen, welche sich aus der Planckschen Formel für die gleichen Wellenlängen ergeben. Hierbei erhielten wir folgende Resultate.

Für $\lambda = 2\,\mu$ war sowohl bei dem reinen Platin wie bei dem Platin-Rhodium die Form der Isochromate mit derjenigen eines schwarzen Körpers identisch. Eine Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur war also hier noch nicht zu bemerken. Dagegen stiegen bei $\lambda = 4\,\mu$ die Isochromaten der untersuchten Metalle mit wachsender Temperatur viel steiler an als die betreffende Isochromate des schwarzen Körpers. Der sich hieraus ergebende Temperaturkoeffizient des Emissionsvermögens erreichte bei dem reinen Platin noch nicht ganz, bei dem Platin-Rhodium dagegen nahezu vollkommen denjenigen Betrag, welchen die obige Formel ergeben würde. Bei $\lambda = 6\,\mu$ endlich zeigten die Isochromaten von reinem Platin sowohl wie von Platin-Rhodium innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler denjenigen Verlauf, welchen man erwarten muß, wenn der Temperaturkoeffizient des Emissionsvermögens den von der elektromagnetischen Lichttheorie geforderten Wert besitzt.

Bei beiden Metallen finden wir also bei 2 μ noch verschwindend geringe „optische", bei 4 μ deutlich erkennbare und bei 6 μ bereits normale „elektrische" Temperaturkoeffizienten.

Wie bereits hervorgehoben wurde, lassen sich Emissionsversuche der beschriebenen Art nur bei wenigen Metallen ausführen. Dagegen ist es uns gelungen, die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsvermögens für mehrere Metalle bei verschiedenen Wellenlängen zu messen und dadurch unser Beobachtungsmaterial zu erweitern. Bei Verwendung einer intensiven heißen Strahlungsquelle, z. B. einer Nernstlampe, ist im kurzwelligen Teil des ultraroten Spektrums genügend Energie vorhanden, um genaue Messungen mit der Thermosäule zu ermöglichen, und die Temperaturerhöhung der zu untersuchenden Metalle und Legierungen kann hierbei auf einige hundert Grad beschränkt bleiben. Hier tritt jedoch eine andere Schwierigkeit auf, welche darin besteht, daß die Reflexionsmessungen einen außerordentlich hohen Grad von Genauigkeit erreichen müssen, wenn man aus den sehr geringen Änderungen des Reflexionsvermögens auf die damit verbundenen sehr erheblichen Änderungen des Emissionsvermögens einigermaßen zuverlässige Rückschlüsse ziehen will. Die erforderliche Meßgenauigkeit ist jedoch eine viel geringere, wenn man statt einfacher Reflexion vielfache Spiegelung an der zu untersuchenden Substanz verwendet. Wir verfuhren deshalb in der Weise, daß wir die Strahlung einer Nernstlampe vor dem Eintritt in den Spalt des Spektrometers sechsmal an Spiegeln aus dem zu untersuchenden Metall reflektieren ließen. Die Spiegel befanden sich im Innern eines elektrisch heizbaren Ofens, dessen Temperatur mit Hilfe eines Thermoelements gemessen werden konnte. Es wurden nun Intensitätsmessungen an verschiedenen Stellen des Spektrums vorgenommen, erstens wenn der Ofen sich auf Zimmertemperatur befand, zweitens wenn seine Temperatur auf 200° bis 300° erhöht wurde und drittens wieder bei Zimmertemperatur des Ofens. Bei diesen Messungen war der im Strahlengang befindliche Klappschirm unmittelbar hinter der Nernstlampe eingeschaltet, so daß die Strahlung des Ofens und der heißen Platten keinen Einfluß auf die beobachteten Ausschläge ausüben konnte. Bei der beschriebenen Anordnung ist der an einer bestimmten Stelle des Spektrums gemessene Galvanometerausschlag proportional der sechsten Potenz des Reflexionsvermögens der zu untersuchenden Substanz. Sehr geringe Änderungen des Reflexionsvermögens lassen sich also hier mit großer Genauigkeit messen. Da ferner die Absolutwerte des Reflexionsvermögens für Zimmertemperatur aus unseren früheren Messungen bekannt sind[1]), so kann man mit Hilfe der beschriebenen Ver-

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 11, 873, 1903.

Digitized by Google

suche auch die Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur berechnen[1]).

Solche Versuche haben wir mit Spiegeln aus reinem Nickel und aus Konstantan angestellt. Bei dem Konstantan zeigte sich an keiner Stelle des Spektrums eine merkliche Änderung des Reflexionsvermögens mit der Temperatur; es bleibt also bei dieser Legierung auch das Emissionsvermögen konstant, was mit den Forderungen der elektromagnetischen Lichttheorie gut übereinstimmt.

Ganz anders war das Verhalten des Nickels. Hier ergaben sich bei $\lambda = 0{,}78\,\mu$, $1\,\mu$ und $2\,\mu$ außerordentlich kleine Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens; mit zunehmender Wellenlänge aber fing der Temperaturkoeffizient zu wachsen an und erreichte bei $\lambda = 5\,\mu$ einen Wert, welcher nur noch wenig hinter demjenigen zurückbleibt, welcher sich mit Hilfe der obengenannten Gleichung aus den Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes herleiten läßt. Aus Widerstandsmessungen mit konstantem Strom ergab sich der Temperaturkoeffizient für das untersuchte Nickel in dem Temperaturbereich von 0^0 bis 300^0 zu 0,00627. Berechnet man aus dem von uns bestimmten Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens den Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes, so ergeben sich für die verschiedenen Wellenlängen die folgenden Werte:

Reines Nickel $w_t = w_0(1 + \alpha t)$.

Wellenlänge λ	Temp.-Koeff. α
0,78 μ	0,00000
1,0 „	—0,00003
2,0 „	+0,00010
3,0 „	+0,00056
4,0 „	+0,00165
5,0 „	+0,00518

1) Hierzu ist die Kenntnis der Absolutwerte des Reflexionsvermögens erforderlich, da das Emissionsvermögen $\mathcal{J} = 100 - R$ ist.

Diskussion.

Voigt: Ich möchte bemerken, daß nach neuesten in Göttingen angestellten Beobachtungen, die eine ziemliche Sicherheit haben dürften, die optischen Eigenschaften von Quecksilber sich in weitem Umfange allein durch Leitungselektronen darstellen lassen, so daß beim Quecksilber die Annahme gebundener Elektronen bisher gar nicht erforderlich scheint. Hiernach wäre wohl also bei Quecksilber auch ein singuläres Verhalten bezüglich des Temperaturkoeffizienten zu erwarten.

Vortragender: Diese Mitteilung des Herrn Voigt interessiert mich ganz außerordentlich. Gerade beim Quecksilber können wir mit großer Sicherheit sagen, daß es zu denjenigen Metallen gehört, für welche die Beziehung

$$J = 36{,}5\sqrt{\frac{\sigma}{\lambda}}$$

sehr genau erfüllt ist, und bei welchen sich also ein Einfluß gebundener Elektronen im Gebiete langer Wellen nicht bemerkbar macht.

Stark: Ich möchte fragen, bis zu welcher Wellenlänge das angegebene Verhalten des Quecksilbers in Göttingen verfolgt werden kann.

Voigt: Nach meiner Erinnerung bis in die Gegend von 300 $\mu\mu$ und bis dorthin war keine Andeutung einer Wirkung gebundener Elektronen zu finden.

Stark: Das ist allerdings außerordentlich weit. Aber bei noch kleineren Wellenlängen darf man wohl auch beim Quecksilber eine Beeinflussung des optischen Verhaltens durch gebundene Elektronen erwarten.

Rubens: Ich möchte noch hinzufügen, daß der elektrische Temperaturkoeffizient des flüssigen Quecksilbers sehr klein ist, und daß deshalb diese Substanz sich für die vorliegende Untersuchung nicht sehr gut eignet.

(Eingegangen 19. Januar 1910.)

BESPRECHUNGEN.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. In sechs Bänden. Band IV (Dynamik). 3. Auflage. 8. VIII und 422 S. mit 71 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. Gebunden M. 10.—, und Band VI (Die wichtigsten Lehren der höheren Dynamik). 8. XII u. 490 S. mit 30 Fig. Ebenda 1910. Gebunden M. 12.—

Das bekannte Föpplsche Lehrbuch war ursprünglich auf vier Bände berechnet. Die neue 3. Auflage, von der die ersten drei Bände im Jahre 1905, ein neuer, fünfter, vor zwei Jahren, der vierte Band (Dynamik) und dessen Erweiterung, Band VI, jetzt erst erschienen sind, stellt sich hinsichtlich der Reichhaltigkeit des Inhalts wie auch nach der Art der Anlage in neuer Gestalt dar. Die Bände 1—3 sind zwar wenig geändert, dagegen ist die Dynamik nunmehr nach der Absicht des Verfassers so geteilt worden, daß Band IV die einfacheren und unbedingt nötigen Sätze, Band VI dagegen die wichtigsten Erweiterungen derselben bringen und auch weitgehenden Ansprüchen genügen soll. Dasselbe Ziel ist auch bei der Festigkeitslehre (Band III und V) erstrebt und dort zweifellos erreicht worden. Von der Dynamik läßt sich dies nicht ohne weiteres behaupten, denn Band IV ist der alten Auflage gegenüber gar zu sehr zerrissen und infolgedessen in einzelnen Teilen zu

Digitized by Google

ausführlich, in anderen (insbesondere Hydrodynamik) ganz unzureichend, so daß erst im Verein mit Band VI das Werk vollständig wird und da allerdings ein vorzügliches Lehrbuch darstellt. Deshalb soll auch die Besprechung gemeinsam durchgeführt werden.

Zunächst, Band IV betreffend, muß anerkannt werden, daß die Darstellung an vielen Stellen an Klarheit gewonnen hat. In dem ersten Abschnitt, der die Dynamik des materiellen Punktes behandelt, ist ein neuer Paragraph eingeführt worden, in dem als wichtige Beispiele die einfachen ungedämpften Torsionsschwingungen sowie die gekoppelten Schwingungen besprochen werden. Während dann die Ausführungen über die gedämpften Schwingungen, von unwesentlichen Änderungen abgesehen, aus der alten Auflage beibehalten wurden, finden wir Neues im Paragraphen über „Dämpfung durch gewöhnliche Reibung"; es sind da Schwingungen behandelt, die von der Geschwindigkeit nicht abhängen, auch findet sich eine Anregung zu der (bisher noch nicht gefundenen) Lösung dieses Problems bei krummlinigen Schwingungen, Untersuchungen, die auch technisch, z. B. bei genauen Indikatormessungen, von Wert sein können. — Der § 6 der alten Auflage über die erzwungenen Schwingungen ist zwecks besserer Übersicht hier in zwei geteilt worden. Auch wurde eine Betrachtung der „kritischen Geschwindigkeiten" hinzugefügt, die als unmittelbare Folge der erzwungenen Schwingungen deren technische Wichtigkeit besonders deutlich erkennen läßt. Die früher hier eingeschobene Lehre von der Planetenbewegung wurde durch eine Darstellung des Zweikörperproblems und andere Folgerungen aus dem Gravitationsgesetz ergänzt und in den 6. Band verwiesen. Es folgen drei Paragraphen (über Pendelschwingungen und die Schwingungen auf einer Zykloide), die unverändert übernommen worden sind, wobei nach Ansicht des Referenten die Ausführungen über die Zykloidenschwingungen (13 Seiten) mit Rücksicht auf deren geringe technische Bedeutung wohl hätten gekürzt werden können, während in dem Paragraphen über die „kritischen Geschwindigkeiten" (5 Seiten) die eingehende Besprechung eines Beispiels (mit Einführung von Dämpfung) vielleicht wünschenswert gewesen wäre. Ein neu hinzugekommener Paragraph über „die Anwendung des Seilpolygons in der Dynamik" (mit Beispiel) ist als Einführung in die graphische Behandlung der Dynamik zu begrüßen. Der erste Abschnitt schließt mit einer Reihe von ausgeführten Übungsaufgaben, die u. a. auch neue und zum Teil recht verwickelte Beispiele von erzwungenen Schwingungen behandeln.

Die nächsten drei Abschnitte „Dynamik des Punkthaufens", „Dynamik des starren Körpers" und „Schwingungen elastischer Körper" (welche in der alten Auflage nur einen Abschnitt bildeten) sind gegen früher erheblich vermehrt worden. Neu ist zunächst eine kurze allgemeine Besprechung über die Festigkeitsberechnung bei bewegten Körpern, die im Anschluß an das d'Alembertsche Prinzip vorgetragen wird. Unverändert folgen sodann Paragraphen über das physikalische Pendel, die Schwerpunkts- und Flächensätze sowie deren Anwendung auf den Schlickschen Massenausgleich und die Theorie der Turbinen. Der dritte Abschnitt behandelt im wesentlichen die Bewegung eines starren Körpers um einen festen Punkt, und damit die Theorie des Kreisels in zum Teil durchaus neuer Weise; der Vektorenrechnung, die Föppl mit Vorliebe anwendet, ist dieser Abschnitt besonders gut zugänglich, und es wird denn auch der weitgehendste Gebrauch von diesem Hilfsmittel gemacht, ein Umstand, der allerdings dem damit nicht vertrauten Leser das Studium erschweren dürfte. Als Vorzug der alten Auflage gegenüber ist die übersichtlichere Anordnung des Stoffes zu erwähnen. Viele grundlegende Erörterungen und Ableitungen (z. B. die des Trägheitsellipsoides) sind gleich zu Beginn in besonderen Paragraphen behandelt, so daß sie später nicht mehr nachgeholt zu werden brauchen. Das Kreiselproblem ist in den Mittelpunkt der ganzen Untersuchungen gerückt, und wenn seine technische Bedeutung schon in dem Paragraph über „Die Verwendung der Kreiseltheorie in der Praxis" zum Ausdruck kommt, so bietet der ganze 3. Abschnitt des 6. Bandes eine sehr weitgehende und wertvolle Ergänzung hierzu. Auf 112 Seiten wird hier neben anderen Anwendungen des Kreisels der Schlicksche Schiffskreisel besonders ausführlich behandelt und die Notwendigkeit der Dämpfung (Bremsung) des Kreisels erörtert. Demgegenüber erscheinen die kurzen Bemerkungen über die Wirkung des Kreisels bei erzwungenen Schwingungen des Schiffes im Seegange etwas dürftig; auch hätte die nach Ansicht des Referenten hervorragende Arbeit von Malmström über diesen Gegenstand eine bessere Würdigung verdient. — Neu und interessant ist in diesem Abschnitt auch die Theorie des Kreiselkompasses. Im 4. Bande bringt der letzte Paragraph des dritten Abschnittes, der von der ebenen Bewegung des starren Körpers handelt, als Ergänzung zu den Ausführungen im ersten Bande eine praktische Art der Massenreduktion auf zwei Punkte. Auf diese, schon von Poisson herrührende Methode ist aber nicht erst, wie Föppl annimmt, von Professor Skutsch hingewiesen worden, sondern Prof. Lorenz hat ihre Verwendbarkeit schon in seiner „Dynamik der Kurbelgetriebe" (1901) erkannt und betont, was hiermit richtig gestellt sei.

Der folgende Abschnitt in Band IV (Lehre von den Schwingungen elastischer Körper) ist erheblich erweitert worden durch Besprechung der allgemeinen Lösung der (Biegungs-)Schwingungsgleichung, ferner der Biegungsschwingungen von Schiffen und der Torsionsschwingungen von langen Wellen, wodurch zweifellos der praktische Wert dieses Abschnittes sehr gestiegen ist. Daß dabei die Rechnungen nur bis zu dem wichtigsten Punkte, der Ermittelung der Schwingungszahl, durchgeführt sind und auf die Betrachtung der Formänderungen selbst (nach Einführung der Zeitbedingungen durch willkürliche Funktionen in der allgemeinen Lösung der partiellen Differentialgleichungen) verzichtet wurde, ist vollkommen berechtigt. Dagegen hätte es dem technischen Standpunkte des Buches gut entsprochen, wenn die bei diesen Problemen stets auftretenden transzendenten Gleichungen eine Lösung auf graphischem Wege, statt durch Probieren gefunden hätten. Dem sonst unverändert gebliebenen Paragraphen über „Die Biegungsschwingungen schnell umlaufender schwanker Wellen" ist ein kurzer Zusatz beigefügt über eine vereinfachte Bestimmung der „kritischen Geschwindigkeit" bei Wellen, die mehrere Schwungmassen usw. tragen. Der aus dem vierten Abschnitt der alten Auflage hierher übernommene Paragraph über mechanische Ähnlichkeit und Modelltheorie und eine Reihe von Aufgaben zu den Abschnitten 2, 3, 4 bilden den Abschluß dieses Teiles. Unter den gegen früher um fünf vermehrten Aufgaben behandeln einzelne schon recht schwierige Gebiete der technischen Mechanik und zeigen dem solchen Fällen meist ratlos gegenüberstehenden Anfänger, wie man mit den gewonnenen Hilfsmitteln vorzugehen hat.

Der Abschnitt „Relativbewegung" ist in Band IV sehr gekürzt worden, insbesondere ist nur eine Ableitung des Satzes von Coriolis in recht anschaulicher Weise gegeben worden. Der Paragraph über die Zusatzkräfte der Relativbewegung mit Anwendungen auf die Seitenabweichung von Geschossen und fallenden Körpern, Einfluß der Erddrehung auf rasch rotierende Schwung-

Digitized by Google

räder sowie ein paar recht gut gewählte Übungsaufgaben bilden hier den Abschluß. Im ersten Abschnitt von Band VI wird dagegen dieser Gegenstand sehr eingehend behandelt. Insbesondere sind die sechs ersten Paragraphen der Erörterung über die schwierigen Fragen nach dem Wesen der absoluten Bewegung und damit zusammenhängender Begriffe gewidmet. Dabei werden auch die neueren Untersuchungen über die „Gleichzeitigkeit" (Einstein, Minkowski) und die Beziehungen zum Trägheitsgesetz besprochen. Der Rest des Abschnittes ist praktischen Anwendungen gewidmet, unter denen die Pendelschwingungen im rotierenden Raum (Zentrifugalpendel) sowie die Schwingungen von schnell umlaufenden Hängespindeln hervorgehoben werden mögen.

Band VI, zweiter Abschnitt „Bewegungsgleichungen für mehrläufige Verbände", behandelt unter anderem die Gleichungen von Lagrange, das Doppelpendel, rollendes Rad usw. zum Teil in neuer und sehr ausführlicher Weise und leitet damit über zu dem schon besprochenen Abschnitt III (Kreisel), während Abschnitt IV verschiedene Anwendungen enthält: Regulator (Regulierproblem), Pendeln parallel geschalteter Kraftmaschinen und die schon besprochene Planetenbewegung.

Im Gegensatz zu den anderen Bänden des Föpplschen Werkes sind im 6. Bande Zahlenbeispiele sehr selten, auch die Übungsaufgaben fehlen. Es ist das zu bedauern; Verfasser hat jedoch wohl mit Rücksicht auf den Raum diese Beschränkung eintreten lassen müssen.

Die letzten Abschnitte beider Bände handeln von der Hydrodynamik. Während aber im 4. Bande dieser Abschnitt wohl nur als eine Art allgemeiner Einführung in die mathematischen Methoden der Hydrodynamik angesehen werden kann, ist in Band VI die durchaus nötige Erweiterung auf technisch wichtige Aufgaben gegeben. Die im 4. Bande behandelten Lehren (Strömungsgleichungen, Wirbel) werden noch einmal kurz wiederholt, es folgen Anwendungen auf wirbelfreie und Wirbelbewegungen, Flüssigkeitsstrahlen und Wellenbewegungen in einer Reihe von Paragraphen. Neu ist ein Paragraph über Gezeitenwellen, und dann folgt, ebenfalls neu, ein kurzer Abriß der neuen Kreiselradtheorie, wobei die von Lorenz in erfolgreicher Weise eingeführten Zwangsbeschleunigungen entsprechende Würdigung finden. Der für die neue Theorie wichtige grundsätzliche Unterschied in der Auffassung von Lorenz und Prašil (die nur die Benutzung des Zylinderkoordinatensystems gemein haben) ist jedoch von Föppl vielleicht nicht genügend hervorgehoben worden. — Den Schluß bilden die Untersuchungen über zähe Flüssigkeiten einschließlich der Sommerfeldschen Theorie der Schmiermittelreibung und ein Kapitel über Grundwasserströmungen.

Sehen wir von der eingangs bemerkten Zersplitterung in der Anordnung der Bände IV und VI ab, so müssen die beiden Bände zusammen genommen als eine gelungene Erweiterung gegenüber Band IV der früheren Auflage angesehen werden. Sie werden ebenso dem wissenschaftlich gebildeten Ingenieur wie dem für technische Fragen interessierten Gelehrten ein willkommenes Hilfsmittel bieten und sind gleichzeitig ein neuer Beweis dafür, wie sehr die moderne Technik der streng wissenschaftlichen Methoden auch in der Mechanik bedarf, und wie deren gründliche Beherrschung geradezu eine Bedingung für weitere Fortschritte geworden ist.

A. Pröll.

A. Tobler, Elektrische Uhren. Zweite Auflage von Johannes Zacharias. (Elektrotechnische Bibliothek, Band XIII.) kl. 8. XV u. 255 S. mit 120 Abbildungen. Wien, A. Hartlebens Verlag. 1909. M. 3.—

Der Zweck dieses Bandes ist, eine kurze, aber möglichst vollständige Übersicht über die heutigen elektrischen Uhren zu bieten, wobei infolge der mächtigen Entwicklung dieses Gebiets die in der ersten Auflage mit berücksichtigten Feuerwehrtelegraphenanlagen fortgelassen werden mußten. Durch die Reichhaltigkeit, namentlich an Konstruktionszeichnungen, wird das Buch bei vorsichtiger Benutzung recht nützlich sein können, trotz der teilweise sehr bösen Mängel, die am einfachsten durch einige Zitate kenntlich gemacht werden mögen.

Seite 8: „Wie alle irdischen Körper sind auch das Pendel und die Unruhe dem Schweredrucke unterworfen".

Seite 12: „Im Grunde genommen gibt es nur eine Kraft im Weltall, die Energie des Äthers und die daraus entstehende Gravitation. Die verschiedenen Kräfte, welche wir unterscheiden, sind also nur ‚Erscheinungsformen' und gleichen Ursprungs; sie unterscheiden sich vornehmlich durch die Wellenlänge als: chemische Energie, Licht, Wärme usw."

Seite 21: „Der Äther ist nicht ‚reibungslos', wie v. Helmholtz fälschlich annahm, er könnte sonst nicht in Transversalwellen schwingen, die wir ‚Licht' nennen".

Seite 23: „Die Faradayschen ‚Kraftlinien' sind irreführend und die Maxwellschen Rechnungen geben ebensowenig eine Vorstellung, sie gehen gleichfalls von alten Anschauungen aus. Beide geben keinen Aufschluß über die Entstehung der Kraft am Magnet. Der praktische Konstrukteur aber braucht eine Vorstellung dieses Vorganges, wenn er schnell, sicher und richtig arbeiten will. Die Physik hat uns bisher hierüber keine Aufklärung gegeben und konnte sie auch nicht leisten, weil ihr immer noch das Wesen der Gravitation und die einheitliche Naturanschauung fremd sind. Das „Gesetz" der magnetischen Verteilung und des induzierten Magnetismus ist außerdem noch falsch und daher auch vieles andere nicht richtig, was damit zusammenhängt. Wir wollen aber nicht länger mehr uns von einer rückständigen Wissenschaft gängeln lassen und darauf warten, bis man sich dazu bequemt, die veraltete Physik von Grund aus umzugestalten, sondern wir sind schon längst unsere eigenen Wege gegangen, um endlich diesem allgemein schädlichen Forschungs- und Lehrsysteme, das auch wirtschaftlich seit Jahrhunderten höchst schädlich wirkt, ein Ende zu machen".

Seite 208: „Ein dreiteiliger Umschalter gestattet zunächst eine Korrespondenz mit dem Morsetaster, der beim Umschalten denselben außer Tätigkeit setzt".

Seite 210: „Zur Bestimmung der richtigen Zeit beobachtet man an dem Passagefernrohre die Kulmination von Sternen, die möglichst nahe dem Polarsterne liegen, so daß man bei einem Umlaufe zwei Beobachtungen machen kann".

Aber auch rein elementar technische Mißverständnisse sind dem Herausgeber gelungen; in der Abb. 66 auf S. 123 könnte die Schraube S, so wie die Figur gezeichnet ist, nur dazu dienen, die Achse des Hebels AG zu verbiegen oder zu zerbrechen; in der Tat muß sie in der Figur ca. 15 mm senkrecht nach oben gerückt und der entsprechende Fortsatz des Hebels weggeschnitten und durch eine Anschlagfläche am linken Hebelarm ersetzt werden. Historisch unrichtig ist auch, daß das Relais, Abb. 96, nach Angaben von Professor Hecker

Digitized by Google

(S. 161), der an diesem Mißverständnis ganz unschuldig ist, konstruiert wurde; Ref. hat es nach einem in Greenwich befindlichen Muster bauen lassen, und die konstruktiven Einzelheiten rühren von dem Mechaniker des Geodätischen Instituts in Potsdam, M. Fechner, her. Angesichts solcher Flüchtigkeiten und Unzuverlässigkeiten bedauert Ref. lebhaft, in den Seiten 203—208 selbst einen Beitrag geliefert zu haben; Ref. mußte den vom Herausgeber anfangs vorgelegten Entwurf wegen seiner Unklarheiten und Mißverständnisse durch eine viel ausführlichere, aber dennoch vielleicht allzu knappe Erläuterung ersetzen, die nun ohendrein durch sinnentstellende Druckfehler auf S. 206 gelitten hat; da muß es Zeile 15 heißen „Den Strom" statt „Der Strom", und Zeile 18 fehlt nach „Handtaster" ein Komma; Zeile 8 v. u. ist die Arbeitsuhr „*Au*" genannt, in der Skizze, Abb. 117, aber nicht so bezeichnet; es ist „*St* 193"; Seite 207, Zeile 2, ist „strengsten" statt „stärksten" zu lesen, und endlich hatte sich Ref. die Reihenfolge der Skizzen, Abb. 115 und 116, umgekehrt gedacht, sonst hätte im Text erwähnt werden müssen, daß der von Klemme 1 (Abb. 116) horizontal nach rechts abgezweigte Draht sich an den von den Batterien *Be* und *Re* (Abb. 115) nach links abgehenden anschließen soll. Vielleicht wäre es auch nicht ganz überflüssig zu bemerken, daß mit „*E*" in Abb. 116 und 117 „Erde" gemeint ist, und daß das auf Seite 208 oben erwähnte Kabel in Abb. 117 links oben ohne die im Text benutzte Bezeichnung „*Mg O*" geblieben ist. Die neue Überschrift „Die Chronographen" hat sich nach S. 208 wohl nur verirrt! B. Wanach.

Otto Mente und Adolf Warschauer, Die Anwendung der Photographie für die archivalische Praxis. (Mitteilungen der K. Preuß. Archivverwaltung. Heft 15.) gr. 8. 28 S. mit 15 Abbildungen auf 8 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1909. geh. M. 1,40

Schwer lesbare oder beschädigte alte Urkunden und Siegel sind oft für Forschungszwecke photographisch zu vervielfältigen. In der kleinen Druckschrift — dem 15. Hefte der Mitteilungen der Kgl. Preuß. Archivverwaltung — geben ein Photochemiker und ein Archivrat ihre Erfahrungen bei solchen Versuchen wieder. Anschaulich ist dargestellt, wie durch zweckentsprechenden Gebrauch nasser Kollodiumplatten und der verschiedenen Arten der Trockenplatte (gewöhnlicher, photomechanischer, orthochromatischer, panchromatischer u. a. m.) je nach dem Zustande des abzubildenden Gegenstandes, durch Anwendung von Farbfiltern, durch besondere Beleuchtung usw. Negative oder, bei geeigneter Anwendung, auch unmittelbar Positive erzielt werden können. Die kurzen und klaren Vorschriften im Verein mit den Angaben über vorhandene Literatur machen das mit 8 Tafeln versehene Büchlein fast unentbehrlich für den, der ähnliche Arbeiten vorhat, bieten manch neue Anregung auch dem im Abbilden von Inschriften und Urkunden Geübten, und fördern die so wünschenswerte Anwendung der Photographie zu wissenschaftlichen Zwecken.

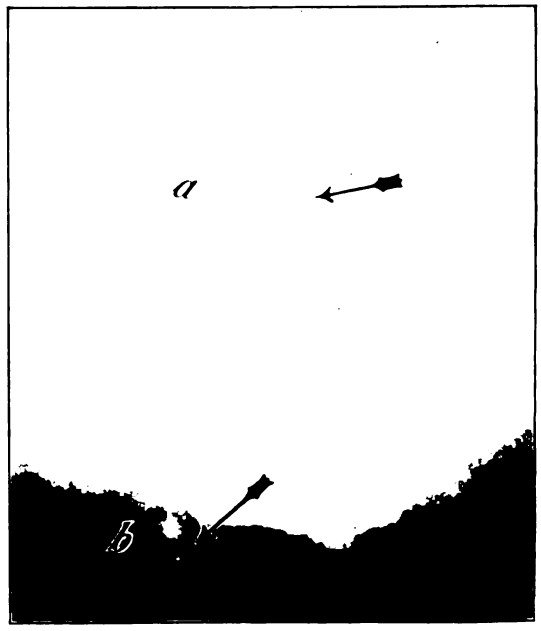
Martin W. Neufeld.

Tagesereignisse.

Ferienkurse in Jena vom 4. bis 17. August 1910. (Für Damen und Herren.) Naturwissenschaftliche Abteilung: Naturphilosophie; Botanik; botanisch-mikroskopisches Praktikum; Zoologie; zoologisches Praktikum; Astronomie; Geologie; Chemie; Physiologie; physiologische Psychologie. Ausführliche Programme sind kostenfrei durch das Sekretariat der Ferienkurse (Jena, Gartenstraße 4) zu haben.

Berichtigung.

Berichtigung zur Notiz von F. Neesen, diese Zeitschr. **10**, 968, 1909. Die Fig. 1 ist durch die nachstehende zu ersetzen.



Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Otto Steinkopf für Chemie.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Heidelberg Dr. Georg Bredig als ord. Professor für physikalische Chemie und Elektrochemie an das Eidgenössische Polytechnikum in Zürich.

Ernannt: Der Professor der allgemeinen Chemie an der Universität Montpellier Dr. Astre zum Direktor des Chemischen Universitätslaboratoriums daselbst, der a. o. Professor an der Universität Nancy Dr. Edmund Rothé zum ord. Professor der Physik daselbst, Professor Raboul zum a. o. Professor der Physik an der Universität Nancy, der Privatdozent an der Universität Bonn Dr. Georg Schroeter zum ord. Professor der Chemie an der Tierärztlichen Hochschule Berlin.

Verliehen: Dem Professor der Chemie an der Universität der Breslau Dr. Eduard Buchner und den Professoren der Mathematik an der Universität Berlin Dr. Georg Frobenius und Dr. Friedrich Schottky der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozenten der pharmazeutischen Chemie an der Universität Marburg Dr. Oskar Keller und dem Dozenten an der Akademie Posen Dr. Emil Woerner der Titel Professor.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Physik an der Universität Nancy Dr. René Blondlot.

Gestorben: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Lausanne Dr. Henry Dufour, der Privatdozent für pharmazeutische Chemie an der Universität Turin Dr. Galeazzo Piccinini.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

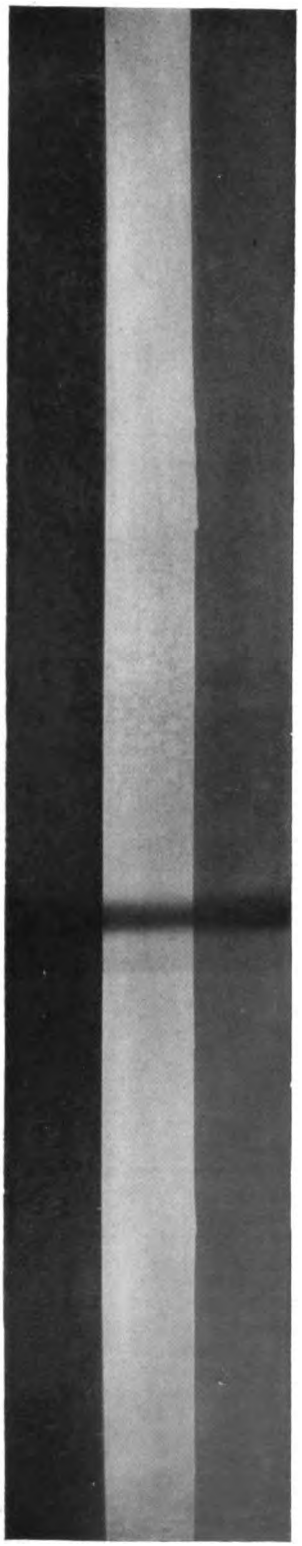


Fig. I (Aufnahme I).

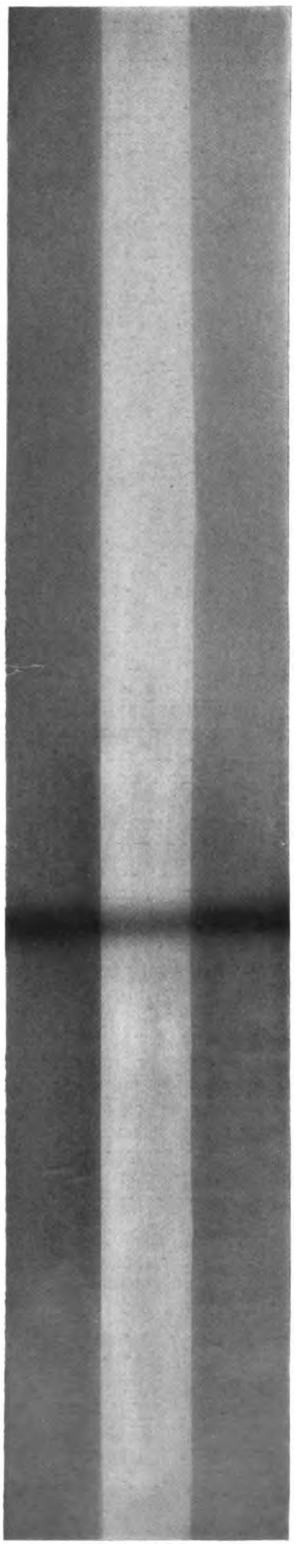


Fig. II (Aufnahme IV).

Digitized by Google

Digitized by Google

75852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

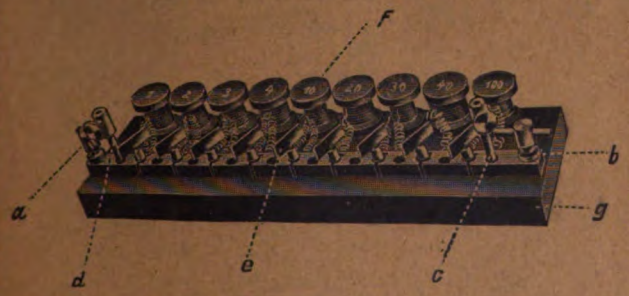
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 5. | 1. März 1910. No. 315. | 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezial-Katalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer . . . . . **M. 60.—**
Ablesefernrohr mit Skala . . . . . **M. 40.—**
Gleitdraht (Stromkompensator) . . . . . **M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm (siehe Fig.) **M. 32.—**

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Digitized by Google

REGISTER:

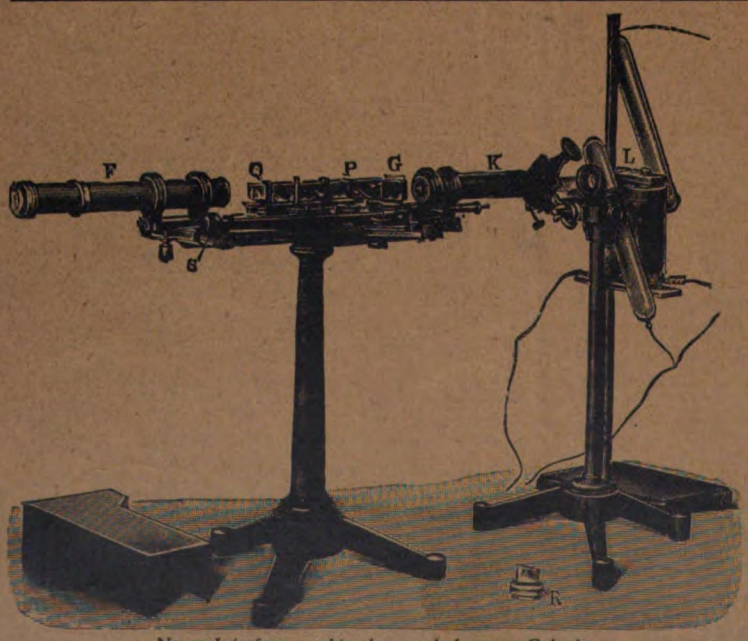
(V. = Vortrag; B. = Besprechung.)

Seite

Abraham, M., Elektromagnetische Theorie der Strahlung. (B.) . . . 208
Absorption: Messung der — von Kathodenstrahlen in Gasen mit Hilfe der Sekundärstrahlung, v. H. Baerwald . . . 145
Ahlborn, F., Hydrodynamische Experimentaluntersuchungen. (V.) . . . 201
Ätherwellentheorie: Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquantenhypothese und —. II. Sichtbares und ultraviolettes Spektrum, v. J. Stark . . 179
Baerwald, H., Messung der Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen mit Hilfe der Sekundärstrahlung 145
Bruch: Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des — von Glasgegenständen, v. L. Gabelli. II 193
Cholesterinester: Über Polarisationserscheinungen an flüssigen Kristallen der —, v. F. Giesel 192
Dietrich, W., Über die Leitfähigkeit elektrischer Isolatoren und ihre Änderung durch Licht, Feuchtigkeit, Temperatur usw. . . . 187
Elektrisches Feld: Über die Kanalstrahlen im parallelen —, v. J. Stark . . . 171
Elektrische Isolatoren: Über die Leitfähigkeit — und ihre Änderung durch Licht, Feuchtigkeit, Temperatur usw., v. W. Dietrich . . . 187
Elektromagnetische Theorie: — der Strahlung, v. M. Abraham. (B.) . . . 208
Experimentaluntersuchungen: Hydrodynamische —, v. F. Ahlborn. (V.) . . . 201
Flugapparate, v. F. Rost. (B.) . . . 207
Flüssige Kristalle: Über Polarisationserscheinungen an — der Cholesterinester, v. F. Giesel . . . 192
Foerster, W., Über Zeitmessung und Zeitregelung. (B.) 206
Fortpflanzungsrichtung: Über die — der von Röntgenstrahlen ausgelösten sekundären Kathodenstrahlen, v. J. Herweg . . . 170
Gabelli, L., Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen. II. 193
Giesel, F., Über Polarisationserscheinungen an flüssigen Kristallen der Cholesterinester . . . 192
Glasgegenstände: Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von —, v. L. Gabelli. II. 193
Herweg, J., Über die Fortpflanzungsrichtung der von Röntgenstrahlen ausgelösten sekundären Kathodenstrahlen . . . 170
Hydrodynamische Experimentaluntersuchungen, v. F. Ahlborn. (V.) . . .
Isolatoren: Über die Leitfähigkeit elektrischer — und ihre Änderung durch Licht, Feuchtigkeit, Temperatur usw., v. W. Dietrich . . .
Kanalstrahlen: Über die — im parallelen elektrischen Feld, v. J. Stark . . .
Kathodenstrahlen: Messung der Absorption von — in Gasen mit Hilfe der Sekundärstrahlung, v. H. Baerwald . . .
— Über die Fortpflanzungsrichtung der von Röntgenstrahlen ausgelösten sekundären —, v. J. Herweg
Konstruktionsstoffe: Die Prüfung der — für den Maschinenbau, v. A. Reichelt. (B.) . . .
Koppe-Husmanns Lehrbuch der Physik. I. II. (B.)
Kristalle: Über Polarisationserscheinungen an flüssigen — der Cholesterinester, v. F. Giesel . . .
Leitfähigkeit: Über die — elektrischer Isolatoren und ihre Änderung durch Licht, Feuchtigkeit, Temperatur usw., v. W. Dietrich . . .
Lichtquantenhypothese: Zur experimentellen Entscheidung zwischen — und Ätherwellentheorie. II. Sichtbares und ultraviolettes Spektrum, v. J. Stark . . .
Magnetische Strahlen: Die —, v. A. Righi . . .
Maschinenbau: Die Prüfung der Konstruktionsstoffe für den —, v. A. Reichelt. (B.) . . .
Mechanik: Die —, v. L. Tesar. (B.) . . .
Neesen, F., Hörbare, sichtbare, elektrische und Röntgen-Strahlen. (B.) . . .
Negro, C., Über die Radioaktivität des Taues . . .
Physik: Koppe-Husmanns Lehrbuch der —. I. II. (B.)
Polarisationserscheinungen: Über — an flüssigen Kristallen der Cholesterinester, v. F. Giesel . . .
Radioaktivität: Über die — des Taues, v. C. Negro .
Reichelt, A., Die Prüfung der Konstruktionsstoffe für den Maschinenbau. (B.) . . .
Righi, A., Die magnetischen Strahlen . . .

Fortsetzung Seite III.

Annalen d. Physik u. Chemie, Bd. 227—30 u. Beiblätter, Bd. 1—24 **sucht**
Speyer & Peters, Berlin N.W. 7.



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Franz Schmidt & Haensch
Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 1

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

(Register.)

	Seite
Röntgenstrahlen: Über die Fortpflanzungsrichtung der von — aus gelösten sekundären Kathodenstrahlen, v. J. Herweg	170
— Hörbare, sichtbare, elektrische und —, v. F. Neesen. (B.)	208
Rost, F., Flugapparate. (B.)	207
Sekundäre Kathodenstrahlen: Über die Fortpflanzungsrichtung der von Röntgenstrahlen ausgelösten —, v. J. Herweg	170
Sekundärstrahlung: Messung der Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen mit Hilfe der —, v. H. Baerwald	145
Spektrum: Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquantenhypothese und Ätherwellentheorie. II. Sichtbares und ultraviolettes, v. J. Stark	179
Stark, J., Über die Kanalstrahlen im parallelen elektrischen Feld	171
— Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquantenhypothese und Ätherwellentheorie. II. Sichtbares und ultraviolettes Spektrum	179
Strahlen: Die magnetischen —, v. A. Righi	158
— Hörbare, sichtbare, elektrische und Röntgen- —, v. F. Neesen. (B.)	208
Strahlung: Elektromagnetische Theorie der —, v. M. Abraham. (B.)	208
Tau: Über die Radioaktivität des —, v. C. Negro	189
Tesar, L., Die Mechanik. (B.)	207

Induktoren und Funkentransformatoren

D. R.-P. System Klingelfuß

von bisher **unerreichter Leistungsfähigkeit und Dauerhaftigkeit, von 10—150 cm Funkenlänge.** • Wir bauen Induktoren für **langsame, mittlere und schnelle Eigenschwingungen** entsprechend der Formel $\tau = 2\pi\sqrt{CL}$. Besonders **leistungsfähige Induktoren von 10 cm Funkenlänge** an, zum Laden von **Kondensatoren.** • **Universal-Induktoren für physikalische Institute.**

Neu! Mechanischer Unterbrecher von hervorrag. Leistungsfähigkeit.

Fr. Klingelfuß & Co., Basel (Schweiz) — Licenzinhaber für Frankreich **J. Carpentier, Paris.**

Illustrierte Preisliste auf Wunsch zu Diensten.

W. Apel, Universitäts-Mechanikus, **F. Apels Nachf.**

Geschäftsgründung 1808. **Göttingen.** Geschäftsgründung 1808.

Chemische und physikalische Apparate.

Spezialität: Rauchgasapparate, Kalorimeter zur Bestimmung des **Brennwertes** der verschiedenen **Brennstoffe** und von **Gasen,** nach **Ferd. Fischer.**
Thermometer nach **Ferd. Fischer.** (Taschenbuch für Feuerungstechniker.)
Apparat zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten nach **Nernst.** (Zeitschr. f. physikal. Chemie. XIV, 4.)
Totalreflektometer nach **Kohlrausch.**
Demonstrationsapparate n. **Behrendsen u. Grimsehl.**
Kristallmodelle aus Holz und Glastafeln nach **Klein, Naumann und Rose.**
Milchprüfungsbestecke nach **Tollens.**

Spindler & Hoyer, Göttingen

Werkstätten für Präzisionsmechanik

Neukonstruktion

Quarzfäden-Elektroskop mit mikroskopischer Ablesung nach Prof. Dr. **E. Wiechert.**

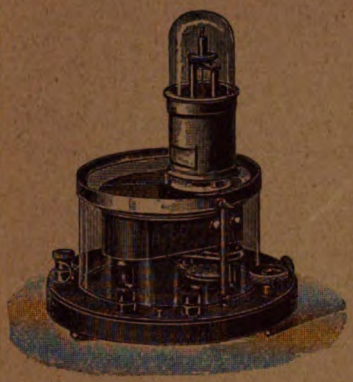
Vorteile:

Die Fäden erscheinen gekreuzt im Gesichtsfelde.

Eine Ablesung für beide Fäden. Zwei- bis dreimal so große Empfindlichkeit wie bei Blättchen-Elektrometern. Transportabel in aufgeladenem Zustande.

● *Katalog XXVI Deutsch, Englisch, Französisch.* ●

Digitized by Google



Hartmann & Braun A.-G.,
Frankfurt a. M.

Königl. Preußische Goldene Staats-Medaille.

Spezialfabrik für elektrische und magnetische Meßinstrumente und Hilfsapparate für wissenschaftliche und industrielle Zwecke.

Vollständige Laboratoriums-Einrichtungen.

Preislisten und Kostenanschläge stehen auf Verlangen zu Diensten.

CLEMENS RIEFLER

Fabrik mathematischer Instrumente

NESSELWANG UND MÜNCHEN

Bayern

Präzisions-**Reißzeuge**

Präzisions-Sekundenpendel-**Uhren**

Nickelstahl-Kompensations-**Pendel**

Paris 1900, St. Louis 1904, Lüttich 1905: Grand Prix.

● Illustrierte Preislisten gratis! ●

Die echten Rieflerinstrumente sind mit dem Namen RIEFLER gestempelt.

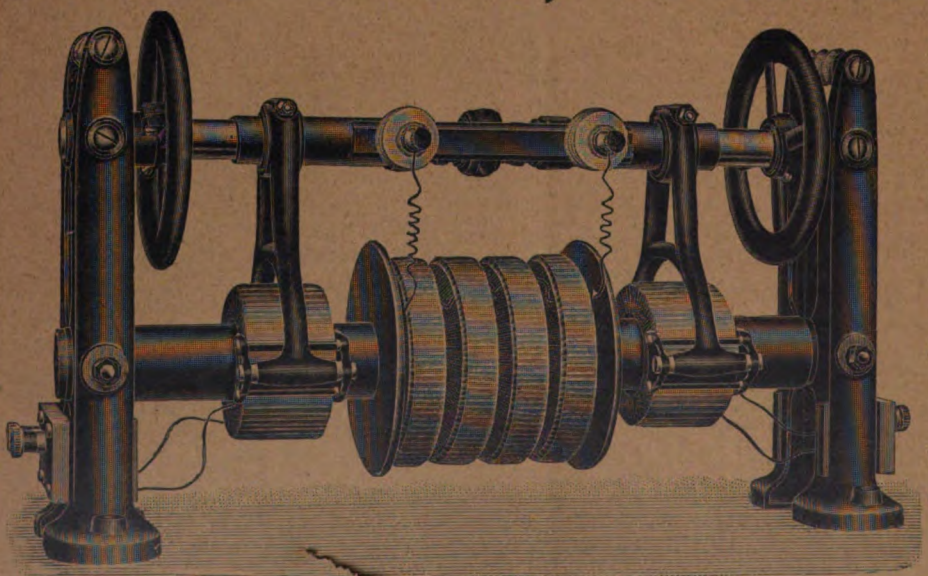
Günther & Tegetmeyer

Braunschweig.

Elektrometer für statische Ladungen nach Wulf.

D. R. P. 181284.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D. R. P.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 1. März 1910. Redaktionsschluß für No. 6 am 7. März 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Baerwald, Messung der Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen mit Hilfe der Sekundärstrahlung. S. 145.

A. Righi, Die magnetischen Strahlen. S. 158.

J. Herweg, Über die Fortpflanzungsrichtung der von Röntgenstrahlen ausgelösten sekundären Kathodenstrahlen. S. 170.

J. Stark, Über die Kanalstrahlen im parallelen elektrischen Feld. S. 171.

J. Stark, Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquantenhypothese und Ätherwellentheorie. II. Sichtbares und ultraviolettes Spektrum. S. 179.

W. Dietrich, Über die Leitfähigfähigkeit elektrischer Isolatoren und ihre Änderung durch Licht, Feuchtigkeit, Temperatur usw. S. 187.

C. Negro, Über die Radioaktivität des Taues. S. 189.

F. Giesel, Über Polarisationserscheinungen an flüssigen Kristallen der Cholesterinester. S. 192.

L. Gabelli, Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruchs von Glasgegenständen. II. S. 193.

Vorträge und Reden:

F. Ahlborn, Hydrodynamische Experimentaluntersuchungen. S. 201.

Besprechungen:

W. Foerster, Über Zeitmessung und Zeitregelung. S. 206.

Koppe-Husmanns Lehrbuch der Physik. S. 207.

L. Tesar, Die Mechanik. S. 207.

F. Rost, Flugapparate. S. 207.

A. Reichelt, Die Prüfung der Konstruktionsstoffe für den Maschinenbau. S. 208.

F. Neesen, Hörbare, sichtbare, elektrische und Röntgenstrahlen. S. 208.

M. Abraham, Elektromagnetische Theorie der Strahlung. S. 208.

Berichtigungen. S. 208.

Personalien. S. 208.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Messung der Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen mit Hilfe der Sekundärstrahlung.

Von H. Baerwald.

Inhalt: 1. Einleitung; 2. Der Apparat; 3. Methode; 4.—6. Diskussion ihrer Voraussetzungen; 7.—9. Diskussion ihrer Fehler; 10. Gesamtkritik; 11. Messungen, Allgemeines; 12. Luft; 13. Wasserstoff; 14. Stickstoff; 15. Sauerstoff; 16. Stickstoffoxydul; 17. Kohlenoxyd; 18. Kohlensäure; 19. Schweflige Säure; 20. Zusammenstellung und Schluß.

1. Das Prinzip der Methode, die Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen zu messen, über deren Ergebnisse das Folgende berichtet, ist die von ihnen in Gasen ausgelöste Sekundärstrahlung. In den grundlegenden Arbeiten des Herrn Lenard[1]) wurden die Messungen mit Hilfe der Phosphoreszenz durchgeführt, an deren Stelle Herr Becker[2]) die elektrometrische setzte. Die Resultate stimmen im wesentlichen überein, d. h. die Werte der Absorptionskoeffizienten von Körpern, deren Dichte von der des Wasserstoffs bis zu der des Goldes variiert, haben, auf Luft bezogen, annähernd den gleichen Wert. Der Absorptionskoeffizient für Luft wurde von Herrn Becker gegenüber dem früheren Wert nur etwa halb so groß gefunden, und in demselben Verhältnis stehen die anderen Resultate.

Die vorliegenden, von Herrn Lenard angeregten Messungen, welche nur an Gasen durchgeführt wurden, bringen eine Bestätigung der von Herrn Becker gewonnenen Resultate, damit aber auch zugleich eine Bestätigung des meinen Messungen zugrunde liegenden Satzes von der Proportionalität zwischen Sekundärstrahlung und Intensität der Primärstrahlen[1]). Als Grundlage für die Ausbildung der Methode sind freilich zwei Sätze anzusehen, nämlich außer dem eben erwähnten noch der von der Konstanz des Verhältnisses von Absorptionsvermögen und Druck. Letzterer darf als der mit größerer Sicherheit begründete betrachtet werden und kann ersterem zur Voraussetzung dienen. Wenn sich nun zeigt und graphisch in einfacher Weise darstellen läßt, daß bei dieser Voraussetzung der McLennansche Satz zu Recht besteht, so ist für beide eine neue Stütze gewonnen. Es erweist sich, daß die Gültigkeit der Sätze für den hier in Frage kommenden, bis zu einer Atmosphäre gehenden Druckbereich besteht und den Absorptionskoeffizienten eines Gases zu einem innerhalb seiner Grenzen eindeutigen macht.

Andeutungen von Abweichungen einerseits in der Gegend niedrigster Drucke, andererseits solcher von etwa 400 mm *Hg* an aufwärts, waren bei dichteren Gasen vorhanden, doch zeigte ein näheres Eingehen, daß zu ihrer Erklärung nicht sowohl die Ungültigkeit jener beiden Sätze außerhalb der eben genannten Grenzen, als vielmehr eine, durch die Versuchsanordnung selbst verursachte Störung heranzuziehen war.

1) P. Lenard, Wied. Ann. **51**, 225, 1894 und Wied. Ann. **56**, 255, 1895.
2) A. Becker, Ann. d. Phys. **17**, 381, 1905.

1) J. C. McLennan, Zeitschr. f. phys. Chemie **37**, 513, 1901.

Digitized by Google

2. Den für die Messungen dienenden Apparat zeigt Fig. 1. Die im Kathodenrohr K erzeugten Strahlen treten durch das Fenster F in den zur Aufnahme der Gase bestimmten Raum des Rohres R. Hier haben die Kathodenstrahlen bis zu den Sonden A_1 und A_2 die Wege r_1 und r_2 zurückzulegen, gelangen dann durch die Fensterverschlüsse F_1 und F_2 in den Innenraum der Sonden und rufen in der sie füllenden Luftmasse von Atmosphärendruck Sekundärstrahlung hervor. Die Gesamtmenge der durch sie gebildeten Träger eines Vorzeichens — und zwar

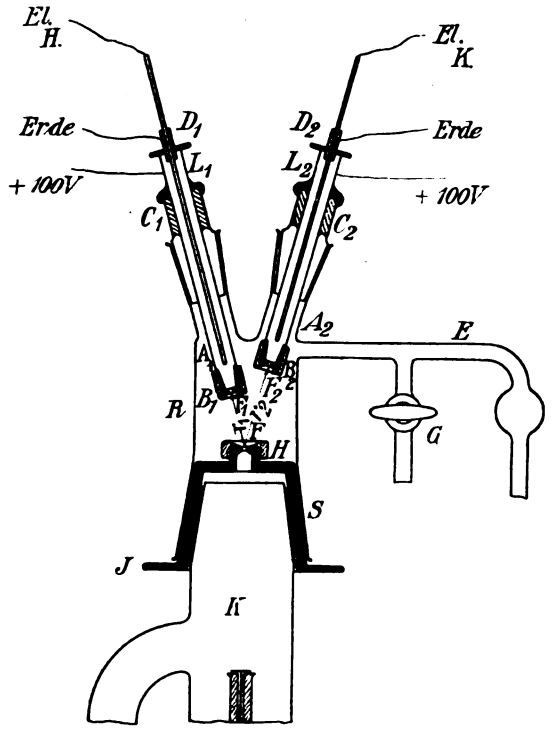


Fig. 1.

waren es in den Messungen die positiven — geben in den Sonden ihre Elektrizitätsmenge ab, deren Betrag zwei Thomsonsche Quadrantelektrometer anzeigen.

Die Verschlußkappe S des Vakuumrohrs dient zugleich als Schliffaufsatz für das Beobtungsrohr R. Der 5 mm starke Messinghohlkonus ist innen und außen geschliffen. J ist ein Scheibenansatz, der dazu dient, die Versuchsanordnung für optische Methoden geeignet zu machen. Das Fenster, 1,5 mm im Durchmesser, befindet sich bei F. Die Dichtung des Aluminiumabschlusses ist durch Verschraubung, die Überwurfmutter H, erreicht[1]), welche, um den Verlust an Strahlen zu vermeiden, in weitem, flachem Trichter sich nach oben öffnet und an seinem Grunde eine Bohrung von 3 mm besitzt.

1) W. Wien, Wied. Ann. **65**, 440, 1898.

Die beiden Sonden (Fig. 2) sind radial zum Kathodenrohrfenster als Mittelpunkt gestellt, mit einer Neigung von 15° zur Mittellinie. (Bei den Hauptversuchen etwas abgebogen, s. Nr. 7.) Sie bestehen aus 9—10 cm langen, 8 mm im Durchmesser messenden Messingröhren A, die oben bei B Gewindeköpfe von der gezeichneten Form tragen, mit Fensterlöchern von 1,5 mm Durchmesser. Hier sind die Aluminiumverschlüsse gegen inneren Überdruck zu dichten, was durch die Unterlegscheiben C und die Überwurfmuttern D geschieht. Beide Stücke sind ohne Absatz, um auch hier Strahlenverlust zu vermeiden, in einer und derselben, sehr breit sich öffnenden Kegelfläche ausgedreht. Die Bohrung am Grunde der Unterlegscheibe ist auch hier, wie beim Vakuumrohrverschluß, etwas größer als das

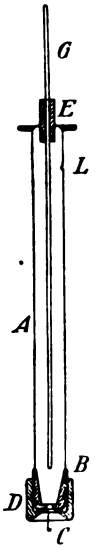


Fig. 2.

Fenster selbst gehalten. Der Stab G ist im Deckel E und dieser am Sondenrohr mittels Siegellack festgekittet. Das in den Deckel eingelötete Röhrchen soll dem Stab Festigkeit geben und zugleich ein Überkriechen der Ladung des Rohrs auf den Stab G verhüten. Bei L, dicht unter dem Deckel, befindet sich im Rohr ein 0,5 mm großes Loch zur Kommunikation des Innern mit der Atmosphäre.

Wie schon hervorgehoben, wurde das Rohr auf eine Spannung von +100 Volt gebracht, und zwar durch eine 50zellige Akkumulatorenbatterie. Die positive Spannung wurde gewählt, um wirklich nur die durch Sekundärstrahlung gebildeten Träger zu messen und von denjenigen, welche durch Anlagerung von negativen Elementarquanten entstehen, unabhängig zu sein. Daß der Betrag von 100 Volt zur Erreichung des Sättigungsstromes bei den gewählten Sondendimensionen

Digitized by Google

genügt, hatte eine frühere Arbeit[1]) gezeigt. Der Deckel E war geerdet, G mit einem Quadrantelektrometer verbunden. Die Sonden waren durch Siegellack und Picein luftdicht in die Schliffstücke C_1 und C_2 (Fig. 1) eingekittet, der Abstand ihrer Fenster von dem des Vakuumrohres also als ein fest bestimmter gegeben. Die Löcher L befanden sich noch oberhalb der Kittstellen. Die Zuleitungen zu den Elektrometern waren in geerdete Hüllen gelegt und besonders die Verbindungsstellen an den Enden der Stäbe G sorgfältig geschützt. Die Versuchsanordnung war gänzlich störungsfrei, wofern nur Sorge getragen wurde, daß die Länge der Zuleitungsdrähte von der Spannungsbatterie zu den Sonden und der innere Widerstand der Batterie gering war.

Das Beobachtungsrohr trug außer den beiden Schliffansätzen für die Sonden noch eine Barometerrohrabzweigung E (Fig. 1), an dessen wagerechtem Verbindungsstück sich der zur Pumpe bzw. zum Gasometer führende Hahn G befand. Für das Kathodenrohr stand eine Gaedesche Quecksilberluftpumpe, für das Beobachtungsrohr eine Gaedesche Kapselpumpe zur Verfügung, die für den vorliegenden Zweck vollkommen genügte und den Vorzug eines schnellen und gleichmäßigen Arbeitens bot.

3. Nach Lenards[2]) Entwicklungen ist die Abnahme der Kathodenstrahlintensität durch zwei Faktoren bedingt. Einmal ist die Intensität dem Quadrate der Entfernung von der Strahlenquelle, sofern diese, wie im vorliegenden Falle, als eine punktförmige gegeben ist, umgekehrt proportional, während die Wirkung der Absorption der Strahlen seitens des Gases in einer Exponentialfunktion zum Ausdruck kommt, welche in der Konstanten des Exponenten den Absorptionskoeffizienten enthält.

Nennen wir also J_0 die Anfangsintensität der Strahlen, d. h. diejenige, welche dem Fenster des Vakuumrohrs entströmt, J_1 und J_2 diejenigen Teile ihres Betrages, die am Fenster der vorderen bezw. hinteren der beiden Sonden ankommen, k_1 und k_2 zwei, den Bau und die Wirkungsweise der Sonden charakterisierende Faktoren, a den Absorptionskoeffizienten des betreffenden Gases beim Drucke p, a_0 denjenigen beim Drucke 1 mm Hg, so werden die Beträge der an den Sondenfenstern wirksamen Strahlintensitäten durch die Beziehungen

$$J_1 = \frac{k_1 \cdot J_0 \cdot e^{-a r_1}}{r_1^2} \quad \text{und} \quad J_2 = \frac{k_2 \cdot J_0 \cdot e^{-a r_2}}{r_2^2} \qquad \text{(a)}$$

darzustellen sein. Division ergibt

$$\frac{J_1}{J_2} = Q = C \cdot e^{a(r_2 - r_1)} \qquad \text{(b)}$$

und somit in der Größe Q diejenige Intensität in der Vordersonde, welche einer und derselben Anfangsintensität am Fenster des Kathodenrohrs entspricht. Die Hintersonde wirkt als Kontrollapparat, der die nicht zu vermeidenden Schwankungen der Anfangsintensität und ihrer Wirkungen auf jenen konstanten Betrag reduziert[1]). Aus Gleichung (b) folgt für die reduzierte Intensität beim Drucke p:

$$\lg Q_p = \lg C + a_0 \cdot p \cdot (r_2 - r_1) \lg e \qquad \text{(c)}$$

und eine gleiche Beziehung für den Druck p', so daß sich a_0 aus der Messung bei zwei verschiedenen Drucken nach der Gleichung

$$a_0 = \frac{\lg Q_p - \lg Q_{p'}}{\lg e \cdot (r_2 - r_1)\,(p - p')} \qquad \text{(d)}$$

berechnen läßt.

4. Hieraus ist ersichtlich, daß jeder Einfluß der Sondenform auf die Messungsresultate eliminiert ist, wofern die Feldintensität nur die für den Sättigungsstrom nötige Größe hat. Die einzige Apparatkonstante, die wir brauchen, ist $r_2 - r_1$. Sie wurde so bestimmt, daß zuerst der Abstand der Mitten der oberen Schraubenränder vom Kathodenrohr und der ersten Sonde, dann der vom Kathodenrohr und der zweiten Sonde genommen wurde. Damit war $r_2 - r_1$ gegeben. Zur Kenntnis der Einzelgrößen bedurfte es der Hinzunahme der oberen Schraubenmutterwandstärken einschließlich der Deckplättchen. Der Fehler bei diesen, mittels Kathetometers und Schraubentasters zu gewinnenden Größen wird im Höchstbetrag zwei Prozent, der bei der Bestimmung von $p - p'$ selbst bei den geringsten der benutzten Druckdifferenzen ein Prozent nicht überschreiten.

5. Anders bei der Ermittlung der Größen Q. Sie hängt von zwei wesentlichen Gruppen von Versuchsbedingungen ab, solchen, welche die Entstehung der Kathodenstrahlen im Vakuumrohr, und denjenigen, welche ihren Gang im Raum des Beobachtungsrohrs beeinflussen. Hier können die Abweichungen auf 30 Proz. steigen.

Die Erzeugung homogener Kathodenstrahlen hängt von der Konstanz des Vakuums und der Spannung an der Kathode ab. Erstere suchte ich durch Anschaltung einer großen, gleichzeitig mit dem Rohr zu evakuierenden Flasche zu erhöhen; die Anwendung eines das Vor- und Hauptvakuum verbindenden Kapillarrohrs bei konstantem Arbeiten der Pumpe empfahl sich hier gar nicht[2]). Wesentlich blieb das an der

1) A. Becker u. H. Baerwald, Berichte der Heidelberger Akad. d. Wiss., Abhandlung 4, 1909.
2) P. Lenard, Wied. Ann. **56**, 255, 1895.

1) Über solche Kontrollanordnungen s. J. C. Mc Lennan, l. c.; A. Becker, l. c.; A. Becker u. H. Baerwald, l. c.
2) Über die Verwendung von Kapillaren s. W. Wien, Ann. d. Phys. **23**, 415, 1907.

Digitized by Google

Glasfluoreszenz sich orientierende Urteil, die rasche Regulierung des Vakuums während der Entladungen mittels Motors vom Beobachtungstisch aus.

Für die Konstanthaltung der Spannung empfahl sich die Verwendung einer 20plattigen Influenzmaschine. Da aber ein längerer Betrieb — eine volle Beobachtungsreihe erforderte ein bis zwei Stunden — ihre Wirkungsweise unregelmäßig macht und das Vakuumrohr stark angreift, zeitweises Stillsetzen hingegen die Schnelligkeit des Arbeitens sehr beeinträchtigt, so kehrte ich zum Induktorium zurück, unter Benutzung eines Wippenunterbrechers, der etwa eine Entladung pro Sekunde lieferte, und Parallelschaltung einer Funkenstrecke von 3 cm Länge zwischen Messingkugeln von 1 cm Durchmesser. Das Vakuum wurde so einreguliert, daß ein Teil der Entladung das Vakuumrohr, ein Teil die Funkenstrecke passierte. Für solche, von Herrn Lenard erprobten Entstehungsbedingungen erhält man Kathodenstrahlen, deren ausreichende Homogenität Herr Becker a. a. O. nachwies.

6. Eigene Versuche brachten den Beweis dafür aufs neue. Die magnetische Zerlegung der Kathodenstrahlen bot ein Mittel, die Homogenität der das Fenster treffenden Strahlen auf das höchste zu steigern. Die in Fig. 3 schematisch

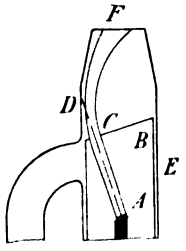


Fig. 3.

wiedergegebene Anordnung gab scharf ausgeblendete Strahlenbündel. Über der, um etwa 10^0 schräg gestellten Kathode A ist ein oben geschlossener, mit der geerdeten Anode verbundener Messingzylinder B angebracht, welcher die durch seitlich auftreffende Kathodenstrahlen erfolgende Aufladung der Glaswand und dadurch Störungen des Strahlenganges verhindert[1]). Das unabgelenkte Strahlenbündel würde, durch das bei C angebrachte Loch tretend, bei D die Glaswand treffen, das abgelenkte wird nach F gerichtet. Dabei muß der ablenkende Magnet sich möglichst fern vom abgelenkten Bündel, etwa bei E und nicht bei D, befinden, weil sonst, wie eine einfache Überlegung zeigt, trotz der Zerlegung bei F wieder Strahlen verschiedener Geschwindigkeit auftreffen können. Ist diese Vorschrift eingehalten, so wird die Wirkung der das Fenster treffenden Strahlen innerhalb weiterer Grenzen von der Veränderlichkeit des Vakuums unabhängig sein als bei anderer Anordnung, da, wenn auch das ganze Strahlenbündel sich verschiebt, doch stets zu einem bestimmten Punkte, der Stellung des Magnets entsprechend, nur Strahlen von eindeutig bestimmter Geschwindigkeit gelangen können.

Indessen verlangt die skizzierte Versuchsanordnung ein geeignet konstruiertes Vakuumrohr, insbesondere einen Fensterverschluß, welcher die durch die magnetische Zerlegung ohnehin verminderte Intensität möglichst wenig schwächt. Zwischen diesem Gebot und dem nach einem möglichst schmal und scharf ausgeblendeten Strahl gilt es, die richtige Mitte zu finden.

Bei der in Fig. 1 gegebenen Kappenkonstruktion, bei der ein zum Fenster führender Kanal sich nicht vermeiden ließ, war nun wegen der Krummlinigkeit der Strahlen der Verlust ein sehr großer, so daß von der magnetischen Zerlegung Abstand genommen werden mußte. Von Wert für die Beurteilung des Folgenden war, daß bei Erzeugung jener schnellsten Kathodenstrahlen, deren Entstehungsbedingungen oben genannt waren — und nur sie gelang es, bei den vorliegenden Versuchen mit vorgenommener Zerlegung, überhaupt zur Wirksamkeit zu bringen —, es den Effekt nicht änderte, ob der innere oder äußere Rand eines 10 mm im Durchmesser messenden Strahlenbündels auf das Fenster gelenkt wurde. Nun machte sich aber bei normaler Kathodenanordnung selbst die geringste Veränderung des Vakuums und damit der Kathodenstrahlgeschwindigkeit an einer deutlichen Änderung der Werte von Q geltend, und zwar im Sinne zunehmender Absorption im Gasraum, wenn das Vakuum sich verschlechterte. Das Aluminiumfenster ist also kein Filter, das nur die schnellsten Strahlen im homogenen Zustande durchließe. Man darf aus obigem Versuche nur schließen, daß die Erzeugung schnellster Strahlen auch weitgehende Homogenität mit sich bringt, ein Schluß, der eine weitere Bestätigung für den von Herrn Becker erbrachten Nachweis darstellt.

7. Ferner ist zu erwägen, welchen Einfluß die den Kathodenstrahlen im Beobachtungsrohr sich darbietenden Versuchsbedingungen auf die Größe Q gewinnen können. Wir machen die Annahme — und der Erfolg beweist ihre Berechtigung —, daß jedes in eine Sonde eintretende Elementarquant hier zwei Träger entgegengesetzten Vorzeichens erzeugt, von denen

1) Überhaupt sind metallische Auskleidungen einer regelmäßigen Erzeugung von Kathodenstrahlen günstig. Vergl. A. Becker u. H. Baerwald, l. c., S. 5.

Digitized by Google

eins durch seine gleichnamige Spannung, in unseren Versuchen die positive, gezwungen wird, seine Ladung dem Elektrometer abzugeben. Nun sind aber zwei Vorgänge möglich, die ein Strahlteilchen am Eintritt in eine Sonde hindern können, die Absorption und die Diffusion oder Trübung der Strahlen. Im ersten Falle wird das Strahlteilchen in den Kraftfeldern der Dynamiden eines Moleküls zurückgehalten, im zweiten Falle von ihnen in eine andere Richtung gezwungen und in ähnlicher Weise beeinflußt, wie ein Komet vom Sonnensystem.

Wir wollen den Einfluß der Diffusion näher untersuchen und uns, um die Vorstellung zu fixieren, der zeichnerischen Darstellung bedienen, die auch quantitative Aussagen zu machen gestattet. Fig. 4 gilt zunächst für höhere Gasdrucke. Die Sonden sind in der Stellung gezeichnet, wie sie für die Hauptversuche gewählt wurde, die Hauptsonde (H) 1,86 cm, die Kontrollsonde (K) 2,86 cm vom Kathodenrohrfenster (A) entfernt, beide von der radialen Richtung etwas abgebogen, so daß ihre Achsen, im Winkel von etwa 25^0 stehend, sich nicht in A, sondern etwa 2 cm unterhalb treffen. Die Kurven a und b, a' und b' stellen die Wege diffundierender Strahlteilchen dar. Wenn wir über die Form der Kathodenstrahlbahnen in Gasen auch nichts Sicheres wissen, so ist für unsere Zwecke eine Annahme, wie sie die Zeichnung macht, ausreichend, vorausgesetzt, daß wir das nach H gerichtete Kurvenbündel dem nach K gerichteten ähnlich zeichnen.

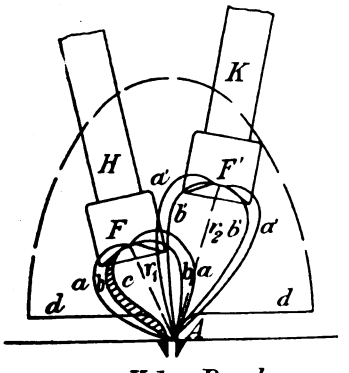


Fig. 4.

Für Luft von 760 mm Druck ergibt sich aus dem Absorptionskoeffizienten $a_0 = 0{,}00291$ (s. No. 12), daß die Zunahme eines Strahlenwegs um 1 cm einer Abnahme der Strahlintensität um rund 90 Proz. entspricht. Der Strahl a ist um 1 cm länger als der geradlinige Strahl r_1. Auf seinem Wege gelangen nach F also etwa nur 10 Proz. von derjenigen Intensität, die auf r_1 nach F gelangt. Da unsere Methode eine Fehlergrenze von etwa 10 Proz. hat, so muß a als letzter für die Sonde H wirksamer Strahl betrachtet werden. Das gleiche gilt von der Kontrollsonde, der Weg a' ist um 1 cm länger als r_2 und bezeichnet die Grenze des Strahlungsbereichs für K.

Bei dem in der Figur gezeichneten Strahlenverlauf würde nun nicht der gesamte einer Sonde zugeordnete Strahlungsbereich ihr wirklich zugute kommen, sondern sich jede Sonde einen Teil selbst wegnehmen. Konstruieren wir aber in b und b' diejenigen Wege, die um 0,5 cm länger als r_1 bezw. r_2 sind, so erkennen wir, daß sie von dem Gesamtstrahlungsbereich in beiden Fällen den für die Sonden wirksamen Teil ziemlich exakt abgrenzen. Wegen der etwas exzentrischen Stellung der Sonden schneiden freilich die nach der Mittellinie zu gelegenen Strahlenwege die Sondenköpfe, die äußeren dagegen füllen den Trichter dafür nicht ganz aus. Offenbar sind es also im Verhältnis zur Gesamtintensität gleiche Teile, die von den Sonden vernichtet werden und bei der Bildung des Quotienten $\frac{H}{K}$ einen Fehler nicht zur Folge haben würden. Der Verlust beträgt etwa 25 Proz. der wirksamen Intensität; dies bedeutet für H mehrere Zentimeter, für K vielleicht nur Bruchteile eines Millimeters Ausschlag. Da die maximale Empfindlichkeit der benutzten Elektrometer etwa nur $20\,\frac{\text{cm}}{\text{Volt}}$ war, so konnte es sein, daß wohl der Verlust in H, nicht aber mehr in K zur Geltung kam. Bei hohen Drucken wurde der Quotient $\frac{H}{K}$ eben unbequem groß; die Kleinheit des Ausschlags bei K hätte es schon allein ratsam erscheinen lassen, auf die Bestimmung von Q für Drucke über 500 mm Hg wegen der steigenden Ungenauigkeit der Messung und der eben angedeuteten Fehlermöglichkeit zu verzichten.

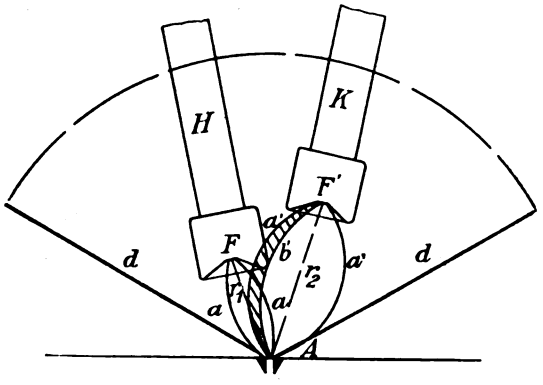
Wir beachten jetzt die Form des gesamten, vom Kathodenrohrfenster A ausgehenden Strahlungsfeldes. Die untere Begrenzung d gibt die Gestalt wieder, wie sie Herr Lenard (Wied. Ann. **51**, 1894, Tafel) durch Phosphoreszenzschirme bestimmt hat. Wir sehen, wie d sowohl in den Strahlbereich von H wie von K einschneidet. Während dagegen der wirksame Strahlbereich von K ungeschmälert bleibt, wird von H das schraffierte, durch die Linien b und c eingefaßte Stück fortgenommen. Die Länge von c übertrifft die von r_1 um 0,3 cm; rechnen wir für die Zunahme des Weges um je 0,1 cm den Betrag der anlangenden Strahlung in Prozenten

Digitized by Google

von derjenigen aus, die auf r_1 in F ankommt, so finden wir, daß der von den Flächen b und c eingeschlossene Raum etwa 20 Proz. derjenigen Strahlung enthält, welche in dem räumlichen Bereich zwischen c und r_1 von A nach F gelangt.

Der Verlust würde bei weiterem Vorschieben der Vordersonde nach d zu wachsen, bis diese bei Überschreitung von d überhaupt keine Strahlen mehr erhielte. Der Einfluß der Diffusion bei höheren Drucken ist also der, daß sie solchen Strahlempfängern, die sich nicht in der Mittellinie des Feldes befinden, um so mehr Strahlung entzieht, je weiter sie vorgeschoben werden. Von dem Fenster F der Vordersonde werden mehr Strahlen nach links fortgebogen als ihm von links her zukommen können. Bei der Anordnung, wie sie die Figur zeigt, ist K von diesem Verlust gar nicht betroffen.

Mit abnehmendem Druck wird der schädigende Einfluß der Diffusion sich verringern und würde ganz verschwinden, wenn nicht bei ganz geringen Drucken eine Störung der Hintersonde durch die vordere aufträte.



Niedriger Druck.

Fig. 5.

Seien in Fig. 5 a und a' die Strahlen der größten Krümmung, welche bei dem hier vorausgesetzten niedrigen Drucke vorkommen können, d wieder die untere Begrenzung des ganzen Strahlenfeldes (s. Lenard, Wied. Ann. **51**, 1894, Tafel). Die bei hohen Drucken möglichen Verluste sind verschwunden, dafür tritt ein Fehler auf, den die Stellung der Sonden zueinander verschuldet: die Vordersonde schneidet den wirksamen Strahlbereich der Hintersonde, wirft auf sie einen Schatten. Der hierdurch hervorgerufene Verlust von K — das zwischen a' und b' liegende schraffierte Stück — ist freilich viel geringer als der in Fig. 4 für H dargestellte. Dort handelte es sich um einen schalenförmigen Raum, der nur wenig kleiner ist als der durch Rotation von $bFcA$ um r_1 entstehende, hier um einen schmalen Streifen. Daher kommt der durch Schattenbildung von H auf K erzeugte Verlust von K gegenüber dem Verluste in H bei hohen Drucken auch nicht leicht zur Geltung, selbst wenn er dort bestehen sollte. In Fig. 4 wirft H auf K keinen Schatten, der von den Strahlen b' eingefaßte wirksame Bereich ist ungestört.

8. Die vorangegangenen Ausführungen zeigen, daß, wenn auch nach Formel (d) die Berechnung von a_0 aus nur zwei, bei verschiedenen Gasdrucken gemessenen Werten von Q möglich ist, dies Verfahren, kritiklos angewandt, die Bestimmung von a_0 fälschen kann. Q_p, als Quotient aus Vordersondenintensität dividiert durch Hintersondenintensität, kann bei hohen Drucken wegen Verlustes der ersteren zu klein, Q_p bei niedrigen Drucken wegen Verlustes der letzteren zu groß und somit a_0 zu klein gefunden werden. Um sicher zu gehen, ist es nötig, die Werte für Q bei verschiedenen Druckhöhen p zu bestimmen, $\lg Q$ als Funktion von p graphisch aufzutragen und nachzusehen, wieweit $\lg Q = f(p)$ der durch Gleichung (d) geforderten Geradlinigkeit entspricht. Sind Abweichungen vorhanden, so ist nur der Bereich, welcher der linearen Beziehung genügt, zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten a_0 heranzuziehen.

Fig. 6 veranschaulicht das Gesagte, die Bezeichnung der Ordinaten ist fortgelassen und nur angegeben, daß 10 mm die Größe 0,1 des Logarithmus bedeuten sollen. Es kommt nur auf die Zunahme der Logarithmen, nicht auf deren Absolutwerte für den Druck 0 mm *Hg* an. Diese sind vom Verhältnis der beiden Elektrometerempfindlichkeiten, welches bei der betreffenden Versuchsreihe gegeben ist, abhängig, der Kurvenlauf als solcher dagegen nicht, sofern sich im Verlauf der Messung eben nicht diese Größe änderte, was Kontrollen im Beginn und am Schluß einer Reihe bestätigen mußten. Die Figur zeigt fünf Beispiele, Resultate von Messungen an schwefliger Säure, Stickstoffoxydul, Sauerstoff, Kohlenoxyd und Wasserstoff bei ein und derselben Sondenstellung, nämlich der in den Fig. 4 und 5 angegebenen ($r_1 = 1{,}86$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm, $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm). Es sind tatsächlich im wesentlichen gerade Linien, deren Anstieg mit dem Molekulargewicht des Gases, dem die Absorption für Kathodenstrahlen fast völlig parallel geht, an Steilheit zunimmt. Findet nun das Gesetz der Massenproportionalität der Kathodenstrahlabsorption in Gasen durch diese Darstellung einen sehr klaren Ausdruck, so fallen andrerseits Abweichungen von der Geradlinigkeit auf, deren Größe von vornherein auf Mängel in der Versuchsanordnung schließen lassen. Wir erblicken in diesen Krümmungen

Digitized by Google

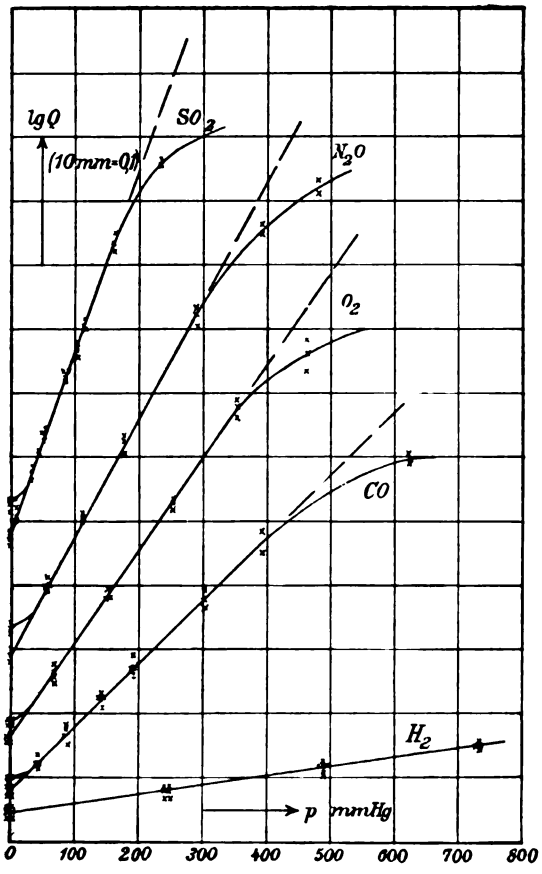


Fig. 6.

die Veranschaulichung der in No. 7 besprochenen möglichen Fehler. Der eine, bei höheren Drucken auftretende, wurde dem infolge der Diffusion an der Vordersonde auftretenden Verluste zugeschrieben. Es stimmt mit dieser Auffassung überein, daß er mit anwachsender Gasdichte sowohl an Größe zunimmt als auch bei immer geringeren Drucken einsetzt, und zwar für CO nach 400, für O_2 vor 400, für N_2O gleich nach 300 und für SO_2 nach 200 mm Hg.

Der zweite wurde durch Schattenbildung der vorderen Sonde erklärt, welche der Hintersonde bei geringen Drucken die stärker diffundierenden Strahlen wegschnitt. Dieser Fehler ist geringer als der erste, und zwar nur in unmittelbarer Nähe des Druckes o bemerkbar. Es ließen sich hier stets — wohl durch etwas schnellere Strahlen, da Variationen sich nicht absolut vermeiden ließen — auch fehlerfreie Werte finden; immerhin waren die Abweichungen bemerkbar und überschritten die Grenze der Versuchsfehler. Auch hier ist eine Zunahme mit der Gasdichte zu bemerken.

Wasserstoff zeigt keinerlei Störungen der Geradlinigkeit und bildet dadurch eine wesentliche Stütze für die Annahme, daß solche durch Diffusionsvorgänge hervorgerufen seien, denen die Versuchsanordnung nicht genügend Rechnung trägt. Das zugrunde gelegte Exponentialgesetz der Absorption für die auftretenden Krümmungen verantwortlich zu machen, liegt jedenfalls keine Veranlassung vor.

9. Immerhin war es geboten, die gegebenen Erklärungen noch durch weitere Bestätigungen zu festigen und damit Anhaltspunkte für die Beurteilung des Wertes der ganzen Methode zu gewinnen. Versuche, die an atmosphärischer Luft bei verschiedenen Sondenstellungen durchgeführt wurden, brachten die erwartete Bestätigung. Fig. 7 stellt sie dar. Zunächst ist Kurve 3

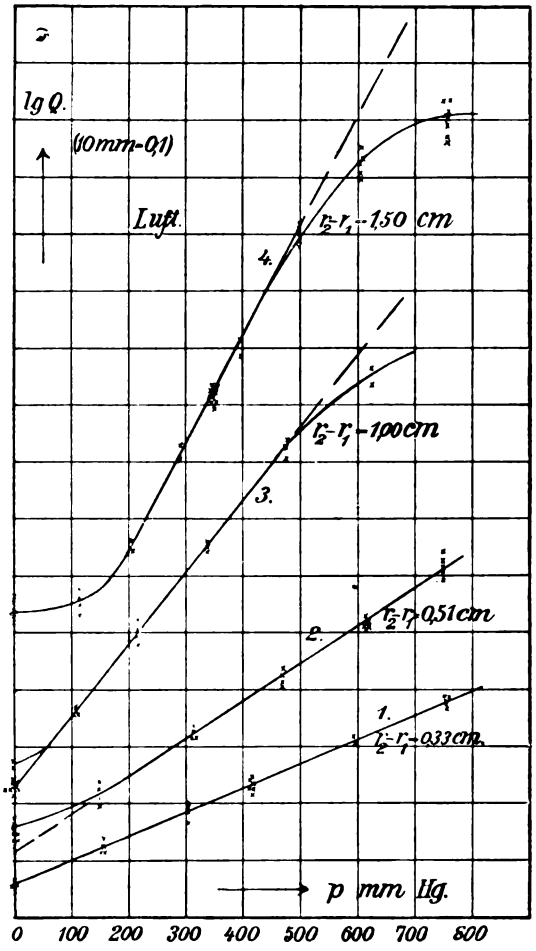


Fig. 7.

bei der nämlichen Sondenstellung aufgenommen, die auch zu den Versuchen bei anderen Gasen gedient hatte. Wie bei CO beginnt hier die

1) Das gleiche Resultat bei Kohlensäure, s. No. 18, Tab. 13.

Digitized by Google

Abweichung von der Geradlinigkeit etwa gegen 500 mm. 480 mm gibt noch einen normalen Wert. Die Größe der Schattenbildung entspricht derjenigen der Kurven in Fig. 6. Dabei befindet sich die Hintersonde in einer Entfernung (2,86 cm) vom Fenster, die als nahezu äußerste Grenze betrachtet werden muß; ein weiteres Abrücken würde die Wirksamkeit der Strahlen und damit die Genauigkeit der Messungen zu sehr beeinträchtigen. Die Hauptsonde, 1,0 cm weiter nach vorn, ist, wie schon erwähnt, von der radialen Richtung nach außen ein wenig abgebogen.

Die Benachteiligung der Hintersonde durch Schattenbildung, wie die der Vordersonde durch Diffusionsverlust, mußte, sofern die gegebene Erklärung richtig war, verschwinden, wenn man die Vordersonde zurückschob. So betrug bei No. 1 der Unterschied der Sondenabstände vom Fenster nur 0,33 cm, und wirklich konnte hier, wo die Beobachtungen bis zum Atmosphärendruck ausgedehnt wurden, eine Abweichung von der Geradlinigkeit nicht entdeckt werden[1]).

Umgekehrt mußten sich die Fehler steigern, wenn man den Unterschied der Sondenabstände vergrößerte. Dies geschah bei der Aufnahme von No. 4. Jene Größe betrug hierbei 1,50 cm, d. h. es waren die Sondenabstände 1,36 bezw. 2,86 cm, und zwar waren die Sonden absichtlich zusammengebogen, so daß die Vordersonde in den Strahlenweg der Hintersonde merklich hineinragte. Die Schattenbildung ist infolgedessen stark gewachsen, auch die Diffusionswirkung an der Hauptsonde ist größer geworden, trotzdem findet sich noch bei mittleren Drucken die lineare Beziehung über den Bereich von 200 bis gegen 450 mm gewahrt; denn hier beginnen die Abweichungen, wiewohl ein Teil der Messungen bei 500 mm, wohl infolge etwas langsamerer Strahlung, normale Absorption zu zeigen scheint und jenen Werten sich angliedert.

Endlich wurde noch versucht, ob nicht beide Fehler sich trennen und einzeln in einer Kurve darstellen ließen. Die bei hohen Drucken auftretende Diffusionswirkung ließ sich durch abermaliges Zusammenschieben beseitigen, die Schattenbildung dagegen vielleicht durch Zusammenbiegen der Sonden aufrecht erhalten. Dies geschah bei der Aufnahme von No. 2. Die Kontrollsonde war der Hauptsonde um 0,51 cm genähert, wodurch die Diffusionswirkung auf beide wesentlich gleich ausfiel, letztere überragte dabei den Trichterrand der ersteren, so daß zwar nicht die direkten, wohl aber die stärker ausgebauchten Strahlenwege geschnitten wurden. In der Tat ist in dieser Kurve von der Diffusionswirkung bei hohen Drucken nichts, von der Schattenbildung dagegen wenigstens eine deutliche Spur vorhanden.

Das Gesamtbild läßt den steileren Anstieg der Kurven mit wachsender Differenz der Sondenabstände gut hervortreten. Die nachher gegebenen Tabellen zeigen, daß die linearen Teile stets denselben Absorptionskoeffizienten unabhängig von der Sondenstellung ergeben, nur die Abweichungen werden durch diese beeinflußt. Wir schließen hieraus auf die Brauchbarkeit der Methode auch für den Fall, daß diejenigen Abweichungen, die wir als vermeidbare Fehler erkannt haben, in ihrer Erklärung sich als nicht haltbar erweisen sollten.

10. Im vorangegangenen sind die Hauptschwächen der Methode angedeutet. Es läßt sich nicht verkennen, daß sie zum Teil recht erhebliche Mängel bedeuten. Vor allem zeigen die letzten Ausführungen, daß es nicht ratsam ist, die Hauptmeßvorrichtung mit der Kontrolle in ein und denselben Beobachtungsraum zu bringen. Empfehlenswert wäre eine Trennung beider Elemente etwa in der Art, wie sie Mc Lennan a. a. O. in einer von ihm angegebenen Versuchsanordnung durchführte.

Wichtig wäre eine Vergrößerung der auffangenden Fensterfläche der Sonden. Allein der Umstand, daß die Dichtung der Blättchen hier für inneren Überdruck vorzunehmen ist, dürfte konstruktive Hemmnisse bereiten.

Ein weiterer Übelstand der Methode ist der, daß die Kontrolle, welche doch nur zur Korrektion der Anfangsintensität dienen soll, die Veränderungen, denen die Hauptsonde unterworfen wird, mit erleidet, so daß der Absorptionskoeffizient nur aus Relativwerten der durch den variablen Faktor, den Druck, bedingten Größen zu berechnen ist. Daß hierin ein Nachteil liegt, lehrt ein Blick auf die Messungen der dünneren Gase. Bei Wasserstoff z. B. variieren die Werte der Q bei Übergang vom Drucke o zum Atmosphärendruck nur etwa im Verhältnis 1 : 1,3, und wenn die Zahlen sich auch bei den dichteren Gasen günstiger gestalten, so bedeutet dies doch einen prinzipiellen Nachteil bei einer Methode, die sich die Ermittlung der Abweichungen vom Massenproportionalitätsgesetz zur Aufgabe macht. Auch hier würde eine Trennung der Beobachtungsräume von Haupt- und Kontrollsonde nützlich sein, bei der die Umgebung der letzteren unverändert gelassen werden könnte.

Die Abstandsdifferenz der Sondenfenster vom Fenster des Kathodenrohrs ist in ziemlich enge Grenzen gebannt. Die größte Entfernung weiter als 3 cm zu nehmen, ist nicht ratsam, da die Wirksamkeit bei höheren Drucken zu gering würde. Andrerseits darf, wie wir gesehen haben, die kleinste Entfernung der Diffusion wegen nicht zu gering sein. Die Differenz der Sonden-

Digitized by Google

entfernungen endlich muß so abgepaßt sein, daß sie zwischen zwei Fehlern die richtige Mitte einhält. Ist ihr Betrag zu groß, so entsteht Schattenbildung, ist er zu klein, so ist die Genauigkeit der Messung beeinträchtigt. Die in den Hauptmessungen gewählte Größe dürfte beiden Rücksichten genügend Rechnung tragen.

Die Vorzüge der Methode liegen einmal darin, daß sie objektiv ist und im Elektrometer über eins der empfindlichsten Instrumente verfügt, dann aber vor allem in dem Umstande, daß die Sekundärstrahlung, deren Proportionalität mit der Primärstrahlung erwiesen ist, ein außerordentlich feines Reagens darstellt, das an Deutlichkeit wohl noch das direkte Auffangen der Elementarquanten überragt. Da nun die Anwendung der Sekundärstrahlung die Grundlage der Methode ist, so bedeuten deren Vorzüge für sie eine gewichtige Empfehlung. Die aus ihr gewonnenen Resultate haben aber außer dem Interesse, das ihnen selber zukommt, noch den Wert von Bestätigungen für Tatsachen, die man aus früheren Arbeiten über Sekundärstrahlung kennen lernte.

11. Die im folgenden wiedergegebenen Resultate gelten für Kathodenstrahlen, welche durch die oben genannten Versuchsbedingungen definiert sind. Bei höheren Drucken und dichteren Gasen waren 30—50 wirksame Entladungen, bei niederen oft nur eine vonnöten, um genügend große Ausschläge zu erhalten. Nur solche Entladungen wurden zu den Messungen verwandt, bei denen ein Teil das Rohr, ein Teil die Funkenstrecke passierte. Sie gaben dann auch Resultate von befriedigender Übereinstimmung.

Die Gasfüllung des Beobachtungsrohrs geschah unter Vorsichtsmaßregeln, welche hohe Reinheit gewährleisteten. Etwa eine halbe Stunde lang nach Einsetzen der Entwicklung ging das Gas durch die Wasch- und Trockengefäße ins Freie, dann in das evakuierte, 1 Liter fassende Glasgasometer und von hier in den gleichfalls evakuierten Apparat. Gasometer und Apparat wurden jetzt, während durch Umschaltung eines Zweiweghahns das Gas wieder in die freie Atmosphäre trat, ausgepumpt und abermals gefüllt. Dies Verfahren des Füllens und Evakuierens wurde sechsmal wiederholt, so daß man sicher sein konnte, von Verunreinigungen der Hahnwege und Verbindungsstücke befreit zu sein. Vor Einleitung eines neuen Gases wurde, wenn das vorher untersuchte ein sehr dichtes war, der Apparat zunächst mit Wasserstoff gespült und 24 Stunden ausgepumpt stehen gelassen. Die Geschwindigkeit des Einströmens wurde mittels der Hähne so reguliert, daß im Entwicklungsapparat 10—15 cm Überdruck der in ihm befindlichen Flüssigkeit herrschte; bei Entwicklung aus festen Körpern war zur Ermöglichung der Kontrolle ein mit Trichterrohr versehenes, mit Schwefelsäure gefülltes Manometergefäß beigegeben. Als Trockenmittel ließ sich stets Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd verwenden, nur bei Stickstoff blieb die Schwefelsäure fort, da der sich kondensierende Wasserdampf Störungen verursachte.

Eine Gasbereitung diente zu zwei Messungsreihen, von denen die eine die in den Apparat geleitete Menge benutzte und sofort angestellt wurde, die andere später das im Gasometer aufbewahrte Gas verwandte, und zwar unter den nämlichen Vorsichtsmaßregeln des Evakuierens und Spülens, wie sie eben beschrieben sind. Die Umgebungstemperatur war im Mittel 18° C.

Von den Tabellen sind die den Kurven in Fig. 6 bezw. Fig. 7, No. 3, entsprechenden besonders ausführlich, unter Anführung jeder einzelnen Messung, gegeben[1]). In ihnen ist

p der Gasdruck in mm Hg,
H der Ausschlag des an der Hauptsonde angeschalteten Elektrometers in cm,
K der Ausschlag des an der Kontrollsonde angeschalteten Elektrometers in cm,
Q das Verhältnis $\frac{H}{K}$,
$\lg Q_m$ das Mittel aus den Logarithmen der Einzelbeobachtungen,
a_0 der Absorptionskoeffizient des Gases für den Druck 1 mm Hg,
a_0^m sein Mittelwert für die betreffende Reihe.

Der einem bestimmten Druck beigefügte Wert von a_0 ist nach Gleichung (d) aus der Differenz des zu ihm gehörigen Wertes von $\lg Q_m$ und desjenigen berechnet, welcher dem niedrigsten Drucke der betreffenden Tabelle entspricht. In den anderen Tabellen sind unter Q und $\lg Q$ ohne weiteres die Mittel der gewöhnlich aus 5—10 Einzelmessungen gewonnenen Werte zu verstehen. Das zu den Einzeltabellen Nötige findet sich besonders angegeben, so z. B. die Sondenstellungen, die bei den Versuchen mit Luft mehrfach verändert wurden.

Hier bedeutet r_1 den Abstand des Fensters der Vordersonde von dem des Kathodenrohrs in cm, r_2 den Abstand des Fensters der Hintersonde von dem des Kathodenrohrs in cm.

Für die übrigen Gase diente ein und dieselbe Einstellung, nur bei Kohlensäure wurde zur Kontrolle der früher besprochenen Luftversuche eine Reihe bei anderem Entfernungsverhältnis ausgeführt.

1) Die eingeklammerten Werte von $\lg Q$ beziehen sich auf die durch die Diffusion gestörten Messungen; sie sind nicht zur Mittelwertbildung herangezogen.

Digitized by Google

12. Luft.

Tabelle 1. (Fig. 7, No. 3.)

$r_1 = 1{,}86$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	21,9	4,0	5,5	0,740	0,727	
	53,2	9,8	5,4	0,732		
	65,0	12,3	5,3	0,724		
	82,5	15,5	5,3	0,724		
	71,4	13,3	5,4	0,732		
	73,4	13,8	5,3	0,724		
	49,1	9,4	5,2	0,716		
	68,5	12,9	5,3	0,724		
	69,3	11,6	6,0	(0,778)		
	64,8	11,2	5,8	(0,763)		
108	56,0	7,7	7,3	0,863	0,862	0,00292
	63,8	8,9	7,2	0,857		
	55,8	7,8	7,2	0,857		
	60,8	8,2	7,4	0,869		
217	61,5	6,5	9,5	0,978	1,000	0,00292
	74,2	7,6	9,8	0,991		
	70,5	6,7	10,5	1,021		
	74,7	7,3	10,2	1,008		
339	54,0	3,9	13,9	1,143	1,150	0,00288
	75,2	5,3	14,2	1,152		
	60,6	4,3	14,1	1,149		
	67,5	4,7	14,4	1,158		
479	59,0	2,7	21,8	1,339	1,330	0,00292
	67,4	3,2	21,1	1,325		
	66,3	3 3	20,2	(1,305)		
624	61,2	2,1	29,2	(1,465)		
	82,5	3,0	27,3	(1,436)		

$a_0^m = 0{,}00291$

Die weiteren Aufnahmen in Luft ergaben (s. Tab. 2):

13. Wasserstoff. Aus reinem Zink und reiner verdünnter Schwefelsäure im Kippschen Apparat entwickelt. Für alle folgenden Versuche — ausgenommen Kohlensäure (No. 18, Tab. 13) — gelten die Entfernungen: $r_1 = 1{,}86$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm, $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm.

Tabelle 3. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	54,1	7,6	7,1	0,851	0,845	—
	46,8	6,8	6,9	0,839		
	55,0	7,8	7,0	0,845		
	60,3	8,5	7,1	0,851		
	47,8	6,9	6,9	0,839		
	59,0	8,4	7,0	0,845		
246	61,0	8,0	7,6	0,881	0,880	0,000328
	70,1	9,2	7,6	0,881		
	49,0	6,4	7,7	0,886		
	72,1	9,8	7,4	0,869		
	51,9	7,0	7,4	0,869		
	40,8	5,3	7,7	0,886		
490	60,5	7,3	8,3	0,919	0,915	0,000329
	54,8	6,6	8,3	0,919		
	40,0	5,0	8,0	0,903		
	65,8	7,9	8,3	0,919		
	56,5	7,0	8,1	0,909		
	52,5	6,4	8,2	0,914		
	51,2	6,1	8,4	0,924		
735	52,5	5,9	8,9	0,950	0,950	0,000330
	43,1	4,8	9,0	0,954		
	58,8	6,7	8,8	0,944		
	39,4	4,4	8,9	0,950		

$a_0^m = 0{,}000329$

Tabelle 2.

I

$r_1 = 1{,}86$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm; $r_1 - r_2 = 1{,}00$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	5,6	0,748	—
107	7,6	0,880	0,00287
204	10,0	1,000	0,00287
302	13,1	1,117	0,00283
397	17,4	1,240	0,00287

$a_0^m = 0{,}00286$

II (Fig. 7, No. 1)

$r_1 = 2{,}53$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm; $r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	3,61	0,557	—
154	4,17	0,620	0,00292
306	4,84	0,685	0,00293
415	5,38	0,731	0,00293
592	6,45	0,810	0,00298
754	7,59	0,880	0,00299

$a_0^m = 0{,}00295$

III

$r_1 = 2{,}53$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm; $r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	5,63	0,750	—
160	6,54	0,816	0,00290
305	7,51	0,875	0,00288
510	9,25	0,966	0,00296
753	11,7	1,068	0,00294

$a_0^m = 0{,}00292$

IV (Fig. 7, No. 2)

$r_1 = 1{,}36$ cm, $r_2 = 1{,}87$ cm; $r_2 - r_1 = 0{,}51$ cm

p	Q	lg Q	a_0
149	5,20	0,716	—
315	6,64	0,822	0,00289
470	8,33	0,920	0,00288
617	10,43	1,018	0,00290
751	13,08	1,116	0,00298

$a_0^m = 0{,}00291$

V (Fig. 7, No. 4)

$r_1 = 1{,}36$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm; $r_2 - r_1 = 1{,}50$ cm

p	Q	lg Q	a_0
205	14,2	1,152	—
290	20,7	1,316	0,00295
348	26,2	1,418	0,00286
393	31,7	1,510	0,00294
500	51,8	1,714	0,00293

$a_0^m = 0{,}00292$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00291$.

Digitized by Google

Tabelle 4.

I				II				III			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	7,1	0,851	—	1	11,2	1,050	—	1	11,14	1,047	—
180	7,51	0,876	0,000323	143	11,75	1,070	0,000325	156	11,73	1,069	0,000328
423	8,13	0,910	0,000323	257	12,2	1,086	0,000325	327	12,40	1,093	0,000326
642	8,75	0,942	0,000327	446	13,0	1,113	0,000327	487	13,06	1,116	0,000328
				647	13,8	1,140	0,000322	752	14,30	1,155	0,000330
			$a_0^m = 0{,}000324$				$a_0^m = 0{,}000325$				$a_0^m = 0{,}000328$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}000327$.

14. Stickstoff. Aus Ammoniumnitrit in wäßriger Lösung durch mäßiges Erwärmen dargestellt. Die Messungen sind im wesentlichen nur eine Bestätigung der an Luft vorgenommenen. Es wurden daher nur zwei Reihen durchgeführt.

Tabelle 5.

I				II			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	7,2	0,857	—	1	5,0	0,700	—
116	9,85	0,993	0,00273	89	6,4	0,806	0,00278
214	13,0	1,114	0,00278	157	7,7	0,886	0,00275
311	16,6	1,222	0,00272	254	10,1	1,004	0,00276
438	23.7	1,374	0,00274	426	16,5	1,217	0,00280
			$a_0^m = 0{,}00274$				$a_0^m = 0{,}00277$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00276$.

15. Sauerstoff. Aus chlorsaurem Kali durch vorsichtiges Erhitzen (zur Vermeidung von Chlorbeimengungen) entwickelt; gewaschen mit Natronlauge.

Tabelle 6. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	37,8	8,2	4,6	0,663	0,663	—
	45,8	10,1	4,5	0,653		
	84,8	19,0	4,5	0,653		
	54,2	11,3	4,8	0,681		
	79,8	16,5	4,8	0,681		
	61,5	13,4	4,6	0,663		
	54,0	11,0	4,9	(0,690		
	19,3	3,9	4,9	0,690)		
70	55,7	9,6	5,8	0,763	0,763	0,00334
	19,9	3,5	5,7	0,756		
	32,4	5,4	6,0	0,778		
	73,9	13,1	5,6	0,748		
152	28,1	3,7	7,6	0,881	0,886	0,00340
	62,3	7,9	7,9	0,898		
	49,6	6,5	7,6	0,881		
255	42,8	4,0	10,7	1,029	1,029	0,00333
	65,2	6,0	10,9	1,037		
	58,8	5,6	10,5	1,021		
356	31,0	2,0	15,5	1,190	1,179	0,00336
	45,5	3,0	15,2	1,182		
	26,2	1,8	14,6	1,164		
464	31,0	1,7	18,5	(1,262	—	—
	62,3	3,6	17,3	1,237)		
	31,0	1,6	19,4	1,287		
					$a_0^m = 0{,}00336$	

Tabelle 7.

I				II			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	4,0	0,602	—	1	5,75	0,760	—
62	4,9	0,690	0,00332	87	7,7	0,886	0,00338
135	6,3	0,799	0,00339	151	9,7	0,986	0,00346
198	7,8	0,892	0,00340	256	13,8	1,140	0,00343
301	11,0	1,041	0,00338	356	19,2	1,283	0,00339
351	13,0	1,114	0,00337				
			$a_0^m = 0{,}00337$				$a_0^m = 0{,}00342$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00338$.

16. Stickstoffoxydul. Aus Ammoniumnitrat durch gelindes Erwärmen entwickelt.

Tabelle 8. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	53,0	11,0	4,8	0,681	0,690	—
	32,0	6,4	5,0	0,699		
	63,5	12,9	4,9	0,690		
	70,8	13,0	5,4	(0,732		
	24,4	4,6	5,3	0,724)		
	55,7	10,1	5,5	0,740		
59	48,8	7,5	6,5	0,813	0,800	0,00437
	76,2	12,4	6,2	0,792		
	7,0	1,1	6,3	0,799		
	20,0	3,2	6,3	0,799		
117	34,7	4,3	8,1	0,908	0,908	0,00434
	35,0	4,3	8,2	0,913		
	32,1	4,0	8,0	0,903		
180	42,1	3,9	10,8	1,033	1,025	0,00433
	58,7	5,5	10,7	1,029		
	72,5	7,1	10,2	1,008		
291	46,3	2,7	17,2	1,235	1,233	0,00432
	57,2	3,4	16,9	1,228		
	69,0	4,3	16,1	(1,206)		
394	60,5	2,7	22,4	(1,350)	—	—
	72,3	3,1	23,3	1,367)		
482	57,0	2,2	25,9	(1,413)	—	—
	46,2	1,7	27,1	1,433)		
					$a_0^m = 0{,}00434$	

Digitized by Google

Tabelle 9.

I				II				III			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	4,85	0,685	—	1	5,3	0,724	—	1	4,9	0,690	—
57	6,20	0,792	0,00439	58	6,8	0,832	0,00436	67	6,5	0,813	0,00431
120	8,10	0,908	0,00432	117	8,8	0,944	0,00437	131	8,6	0,935	0,00435
190	11,0	1,041	0,00434	217	13,5	1,130	0,00433	186	11,0	1,041	0,00436
280	16,1	1,207	0,00432	291	18,6	1,269	0,00434	276	16,3	1,212	0,00438
			a_0^m = 0,00434				a_0^m = 0,00435				a_0^m = 0,00435

Gesamtmittel: a_0 = 0,00435.

17. Kohlenoxyd. Aus Ameisensäure unter Zusatz von Schwefelsäure bei gelindem Erwärmen entwickelt.

Tabelle 10. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	65,7	10,8	6,1	0,785	0,778	—
	55,9	9,4	6,0	0,778		
	61,2	10,4	5,9	0,771		
	64,8	10,8	6,0	0,778		
	51,8	8,5	6,1	0,785		
	43,4	7,3	5,9	0,771		
	20,0	3,2	6,3	(0,799		
	31,1	4,9	6,3	0,799)		
	48,7	7,9	6,2	0,792		
44	20,5	3,1	6,6	0,820	0,821	0,00231
	34,0	5,2	6,5	0,813		
	44,9	6,6	6,8	0,833		
	64,0	9,7	6,6	0,820		
90	18,3	2,4	7,6	0,881	0,869	0,00236
	28,5	3,8	7,5	0,875		
	47,0	6,4	7,4	0,869		
	30,5	4,1	7,4	0,869		
	60,5	8,5	7,1	6,851		
143	17,6	2,1	8,4	0,924	0,923	0,00236
	29,2	3,5	8,4	0,924		
	41,2	5,1	8,1	0,909		
	27,9	3,3	8,5	0,930		
193	22,3	2,4	9,3	0,968	0,973	0,00235
	48,2	4,9	9,8	0,991		
	18,2	2,0	9,1	0,960		
	51,0	5,5	9,3	0,968		
302	43,0	3,6	12,0	1,079	1,080	0,00232
	18,7	1,6	11,7	1,068		
	38,5	3,1	12,4	1,093		
395	15,4	1,0	15,4	1,187	1,170	0,00230
	28,3	2,0	14,2	1,152		
627	16,1	0,8	20,2	(1,305	—	—
	39,0	2,0	19,5	1,290)		
				a_0^m = 0,00233		

18. Kohlensäure. Aus dem Kippschen Apparate durch Einwirkung reiner Salzsäure auf Marmor gewonnen.

Tabelle 12.

I			
p	Q	lg Q	a_0
1	3,7	0,568	—
64	4,85	0,685	0,00428
126	6,3	0,800	0,00428
190	8,3	0,919	0,00428
291	12,6	1,100	0,00425
			a_0^m = 0,00427

II			
p	Q	lg Q	a_0
1	4,3	0,633	—
75	5,9	0,771	0,00429
139	7,7	0,886	0,00423
237	12,0	1,079	0,00434
289	14,6	1,164	0,00426
			a_0^m = 0,00428

III			
p	Q	lg Q	a_0
1	10,3	1,012	—
83	14,6	1,164	0,00426
133	18,2	1,260	0,00434
234	27,9	1,446	0,00428
288	34,9	1,543	0,00427
			a_0^m = 0,00429

Bei Gelegenheit der mit den Abständen

r_1 = 2,53 cm $r_2 - r_1$ = 0,33 cm

r_2 = 2,86 cm

an Luft durchgeführten Versuche (s. Tab. 2,

Tabelle 11.

I				II				III			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	6,8	0,832	—	1	5,6	0,748	—	1	6.33	0,800	—
54	7,7	0,886	0,00235	50	6,3	0,799	0,00239	45	7,00	0,845	0,00236
102	8,6	0,934	0,00233	93	6,9	0,839	0,00228	90	7,77	0,890	0,00233
152	9,6	0,982	0,00228	132	7,6	0,881	0,00235	139	8,7	0,940	0,00233
249	12,0	1,079	0,00230	190	8,7	0,940	0,00234	190	9,8	0,991	0,00233
378	16,0	1,209	0,00231	306	11,2	1,049	0,00228	287	12,3	1,090	0,00234
				352	13,0	1,104	0,00234	388	15,2	1,182	0,00228
			a_0^m = 0,00231				a_0^m = 0,00234				a_0^m = 0,00233

Gesamtmittel: a_0 = 0,00233.

Digitized by Google

II, III) wurden auch solche an Kohlensäure vorgenommen, die dasselbe Resultat — vollständige Fehlerfreiheit der Messung vom Druck o an bis zum Atmosphärendruck — für diese Anordnung auch bei einem dichteren Gase bestätigten. Darüber die folgende Tabelle.

Tabelle 13.

p	Q	lg Q	a_0
1	7,2	0,857	—
137	8,7	0,940	0,00428
245	10,4	1,008	0,00433
433	13,3	1,124	0,00233
628	17,4	1,240	0,00428
751	20,7	1,315	0,00427
			a_0^m = 0,00430

Gesamtmittel: a_0 = 0,00429.

19. Schweflige Säure. Gewonnen durch Erhitzen von Kupferdrehspänen in reiner konzentrierter Schwefelsäure.

Tabelle 14. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	28,2	4,6	6,1	0,785	0,778	—
	73,3	12,6	5,8	0,763		
	82,3	13,8	6,0	0,778		
	58,5	9,9	5,9	0,771		
	75,8	12,4	6,1	0,785		
	61,2	9,0	6,8	(0,832		
	67,9	10,5	6,5	0,813)		
	39,9	6,0	6,7	0,826		
11	60,4	9,5	6,4	0,806	0,806	0,00648
	75,6	12,1	6,3	0,799		
	32,0	4,7	6,8	(0,832		
	40,2	6,1	6,6	0,820)		
34	23,7	3,1	7,7	0,886	0,875	0,00677
	37,8	5,0	7,6	0,881		
	35,8	4,8	7,5	0,875		
	85,7	11,8	7,3	0,864		
46	32,5	4,0	8,1	0,909	0,906	0,00656
	78,0	9,8	8,0	0,903		
56	25,6	2,9	8,8	0,944	0,937	0,00667
	33,2	3,8	8,7	0,939		
	60,5	7,0	8,7	0,939		
	39,5	4,7	8,4	0,925		
87	22,3	2,1	10,6	1,024	1,029	0,00672
	33,5	3,1	10,8	1,033		
	45,5	4,2	10,8	1,033		
	25,2	2,4	10,5	1,020		
102	41,1	3,5	11,8	1,071	1,068	0,00662
	61,0	5,4	11,3	1,053		
	72,0	6,0	12,0	1,079		
115	23,8	1,9	12,6	1,100	1,107	0,00667
	40,2	3,1	13,0	1,114		
	31,9	2,5	12,8	1,107		
160	20,5	1,2	17,1	1,233	1,235	0,00665
	32,2	1,7	17,8	1,250		
	16,6	1,0	16,6	1,220		
231	20,5	0,9	22,8	(1,357	—	—
	18,5	0,8	23,1	1,364)		
						a_0^m = 0,00665

Eine zweite Messung ergab:

Tabelle 15.

p	Q	lg Q	a_0
1	6,3	0,800	—
39	8,1	0,909	0,00662
68	9,9	0,996	0,00676
149	16,7	1,222	0,00658
171	19,5	1,290	0,00665
			a_0^m = 0,00665

Gesamtmittel: a_0 = 0,00665.

20. Die Zusammenstellung der Resultate enthält Tabelle 16, und zwar neben den oben gegebenen noch die von Herrn Becker a. a. O. gewonnenen. Ihr ist Tabelle 17 beigefügt, um, wie es dort geschah, so auch hier den Vergleich zwischen den Größen $\frac{a_0}{M}$ und $\frac{D-1}{M}$, d. h. zwischen dem, auf die Einheit des Molekulargewichts reduzierten Absorptionskoeffizienten und der ebenso reduzierten, um 1 verminderten Dielektrizitätskonstante des betreffenden Gases zu ermöglichen, ein Vergleich, der auf den von Herrn Lenard[1]) gegebenen Vorstellungen beruht und an den von Herrn Becker[2]) geführten Nachweis anknüpft, daß er die Folgerungen der Theorie bei Gasen bestätigt.

Tabelle 17 enthält die Kolonne $\frac{D-1}{M}$ doppelt; sie will die Parallele zwischen der nach dem Maxwell-Boltzmannschen Gesetz aus dem Brechungsindex[3]) für Na-Licht berechneten und der von Klemenčič[4]) gemessenen Dielektrizitätskonstante zeigen.

Tabelle 16.

Gas	Becker		Baerwald	
	a_0	$\frac{a_0}{M_{20°}}$	a_0	$\frac{a_0}{M_{18°}}$
Luft	0,00278	0,000103	0,00291	0,000107
H_2	0,000337	0,000178	0,000327	0,000174
N_2	0,00278	0,000106	0,00276	0,000105
O_2	0,00285	0,000096	0,00338	0,000112
N_2O			0,00435	0,000105
CO			0,00233	0,000089
CO_2	0,00423	0,000103	0,00429	0,000104
SO_2	0,00622	0,000104	0,00665	0,000111

1) P. Lenard, Ann. d Phys. **12**, 714, 1903.
2) A. Becker, l. c. Tabelle 47.
3) Entnommen aus L. Natanson. Zeitschr. f. phys. Chemie **61**, 321, 1908.
4) J. Klemenčič, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissenschaften zu Wien. 91. Abt. II, S. 712, 1885.

Digitized by Google

Tabelle 17.

Gas	n 589 $\mu\mu$	D berechnet	D gemessen	$\frac{D-1 \text{ berechnet}}{M_0^2}$	$\frac{D-1 \text{ gemessen}}{M_0^2}$
Luft	1,000293	1,000586	1,000586	0,0000204	0,0000204
H_2	1,000139	1,000278	1,000264	0,0001200	0,0001320
N_2	1,000297	1,000594		0,0000213	
O_2	1,000271	1,000542		0,0000170	
N_2O	1,000515	1,001030	1,001158	0,0000234	0,0000263
CO	1,000335	1,000670	1,000695	0,0000239	0,0000248
CO_2	1,000452	1,000904	1,000985	0,0000206	0,0000223
SO_2	1,000686	1,001372	1,009548	0,0000214	0,0001490

Der Vergleich von Tabelle 16 und 17 läßt auch hier die schon bekannte Ausnahmestellung des Wasserstoffs erkennen, der sowohl in der Größe $\frac{a_0}{M}$ wie in der von $\frac{D-1}{M}$ das Mittel der anderen erheblich überragt. Das Absorptionsvermögen von CO ist in unseren Messungen vielleicht etwas zu klein ausgefallen, andererseits konnte der etwas unter dem Durchschnitt liegende Wert von $\frac{a_0}{M}$ für Sauerstoff, wie er auch durch seine Dielektrizitätskonstante gefordert sein würde, nicht bestätigt werden.

Von besonderem Interesse ist die schweflige Säure. Ihr Absorptionsvermögen würde einer Dielektrizitätskonstante von etwa 1,0014 entsprechen. Tabelle 17 zeigt nun, daß sich in der Tat aus dem von Ketteler gemessenen Wert von n für 589 $\mu\mu$ die Dielektrizitätskonstante zu 1,001372 berechnet. Der von Klemenčič gemessene Wert ist dagegen viel zu groß. Er findet $D = 1{,}009548$, Ayrton und Perry[1]): $D = 1{,}0037$.

Daß die Berechnung von D aus n für Na-Licht zu nennenswerten Fehlern führt, ist nicht anzunehmen. Auch entspricht der berechnete Wert dem zu erwartenden auffallend gut. Wohl aber lassen sich Einwände gegen die gemessenen Werte von D erheben. Tabelle 17 zeigt, daß es gerade die dichteren, leichter zu verflüssigenden Gase sind, die in ihren gemessenen Werten von D gegenüber den berechneten nach oben abweichen. Es liegt nahe, dies der Methode zuzurechnen. Das Boltzmannsche Verfahren, die Dielektrizitätskonstante der Gase durch Druckvariation zu bestimmen, kann gerade bei einem, nahe dem Siedepunkt befindlichen Gas, wie der schwefligen Säure, im Augenblick der Druckentspannung Kondensation und dadurch Fehler der Messung verursachen. Dieser Einwurf wird durch die Bemerkung Klemenčičs nicht behoben, daß die schweflige Säure vor dem Eintritt in den Kondensator in einem Bleirohr auf die Temperatur von 39° C gebracht worden sei. Auch der von Ayrton und Perry gefundene Wert, der, ebenfalls viel zu hoch, von jenem ersten stark abweicht, scheint darauf hinzuweisen, daß man in der Methode der Messung den Grund der Abweichung suchen müsse.

So dürften die vorliegenden Messungen der Kathodenstrahlabsorption zur Klärung dieser Frage ihr Teil beigetragen und gezeigt haben, daß die Kathodenstrahlabsorption dazu dienen kann, die Größe der Dielektrizitätskonstante von Körpern zu bestimmen und ihrem Hinweis gegebenenfalls mehr Vertrauen zu schenken als der direkten Messung, ein Umstand, der die Verwandtschaft zwischen dem Vorgange der Absorption von Kathodenstrahlen und dem der Dispersion von Lichtstrahlen zum Ausdruck bringt.

Heidelberg, Physikalisches Institut der Universität. Januar 1910.

(Eingegangen 8. Februar 1910.)

1) W. E. Ayrton und J. Perry, Transact. of Asiat. Soc. of Jap. **5**, 116, 1876—1877.

Die magnetischen Strahlen.
(I raggi magnetici.)

Zusammenfassende Übersicht über verschiedene neuere Veröffentlichungen[1]).

Von Augusto Righi.

1. Unter den Leuchterscheinungen, die man beobachtet, wenn man in einer mit verdünntem Gase gefüllten und in einem Magnetfelde angeordneten Röhre die Entladung übergehen läßt, ist eine sehr bemerkenswert. Sie ist zum ersten Male von Plücker[2]) beschrieben und dann von Hittorf[3]) und später von vielen anderen Physikern untersucht worden. Diese Erscheinung besteht in der Bildung einer Licht-

1) Bull. des Séances de la Soc. Franç. de Phys. 1908 (1). — Mem. R. Acc. di Bologna, 17. Mai 1908, 17. Januar 1909, 14. November 1909. — Lincei Rend., 5. Juni 1909, 20. Juni 1909.
2) Pogg. Ann. **103**, 88, 151, 1858.
3) Pogg. Ann. **136**, 213, 1869.

Digitized by Google

säule, die im allgemeinen von den durch den Rand der Kathode gehenden Linien der magnetischen Kraft begrenzt wird.

Die einzige Erklärung, die man bisher für diese Erscheinung gegeben hat, besteht in der Annahme, daß dieses Lichtbündel sich einfach aus den Kathodenstrahlen zusammensetze, welche im Magnetfelde Formen ähnlich denen um die magnetischen Kraftlinien gewundener Schraubenlinien annehmen. Es ist nicht daran zu zweifeln, daß diese Gestaltsänderung, die auf der Wirkung des Feldes auf die einzelnen in Bewegung befindlichen Elektronen beruht, erfolgen muß. Man kann sie sogar direkt an feinen Kathodenstrahlenbündeln beobachten, die deutlich sichtbar sind, wenn das Gas einen passenden Verdünnungsgrad hat.

Will man aber diese Erklärung auf gewisse besondere Fälle anwenden, so muß man sie durch die Annahme ergänzen, daß auch die sekundären Kathodenstrahlen, die dort entstehen, wo die Gasmoleküle von den Elektronen getroffen werden, dasselbe Schicksal erleiden. Oder mit anderen Worten: Man muß das Kathodenstrahlenband, dessen Gestalt der einer von der Kathode ausgehenden Schraubenlinie ähnelt, als eine Verlängerung dieser Kathode ansehen.

Nichtsdestoweniger haben sich einige Physiker, nämlich Birkeland[1]), Broca[2]), Pellat[3]), und vor allen Dingen Villard[4]) durch besondere Versuche veranlaßt gesehen, die angegebene Erklärung als durchaus unzulänglich aufzufassen, und die Existenz neuartiger, von den Kathodenstrahlen verschiedener Strahlen anzunehmen.

Ich habe einige von den Versuchen der genannten Physiker wiederholt und neue über denselben Gegenstand angestellt. Dabei habe ich mich auch von der Unzulänglichkeit der gewöhnlichen Theorie überzeugen müssen. Statt mich indessen auf die Annahme zu beschränken, daß im Magnetfelde neuartige Strahlen entstehen, die von der Kathode ausgehen und gewissermaßen eine Umwandlung der Kathodenstrahlen darstellen, statt dessen habe ich versucht, mir von der Erzeugung und dem Wesen der neuartigen Strahlen mittels einer besonderen Theorie Rechenschaft zu geben, die sich auf die folgende Hypothese stützt.

Nach dieser Hypothese würden in einem ionisierten Gase nicht nur Moleküle, Ionen und Elektronen vorhanden sein, sondern auch gewisse elektrisch neutrale, aber von Atomen und Molekülen verschiedene Systeme. Jedes dieser Systeme würde aus einem positiven Ion und einem Elektron bestehen (mit dem Worte Elektron will ich immer ein negatives Elektron bezeichnen); letzteres würde unter der Wirkung der gegenseitigen elektrischen Anziehung um das Ion kreisen wie ein Planet um die Sonne. Dieser Vergleich ist zulässig in Anbetracht des Umstandes, daß die Masse des Ions gegenüber jener des Elektrons sehr groß ist, so daß man das erstere als unbeweglich ansehen kann; in Wirklichkeit bewegen sich allerdings beide wie die beiden Sterne, die einen Doppelstern bilden. Nach dieser Annahme würden die neuen Strahlen aus ähnlichen Doppelsternen bestehen, die so orientiert wären, daß ihre Bahnen merklich in Ebenen normal zu den magnetischen Kraftlinien liegen, und die sich auf Pfaden bewegten, die merklich mit diesen Kraftlinien zusammenfallen. Diese Doppelsterne Elektron-Positives Ion würden indessen nicht intakt bleiben; sie würden im Gegenteil fortgesetzt zerstört und wiederhergestellt werden, und zwar infolge der durch ihre Annäherung an Ionen, Atome usw. hervorgerufenen Stöße, oder Störungen im allgemeinen.

Ich habe für diese neuen Strahlen die Bezeichnung Magnetische Strahlen für passend erachtet. Zu dieser Benennung veranlaßte mich das Verhalten, das sie zeigen, wenn man ihnen einen Magnetpol nähert, sowie auch die zu ihrer Erzeugung notwendige Bedingung. Ich finde, daß diese Benennung aus vielen Gründen den übrigen vorgeschlagenen Bezeichnungen, wie Strahlen zweiter Art (Broca), Magnetokathodenstrahlen (Villard), u. a. m., vorzuziehen ist.

2. Es ist wahrscheinlich, daß in einem ionisierten Gase immer einige dieser Doppelsterne Elektron-Positives Ion vorhanden sind. Ein solches System wird sich bei verschiedenen Gelegenheiten bilden. Wenn sich beispielsweise ein positives Ion und ein Elektron mit Geschwindigkeiten von passender Größe und Richtung einander nähern, so kann es geschehen, daß das Elektron zu einem Trabanten des Ions wird. Dieser Fall bildet somit einen Mittelfall zwischen zweien, die bisher allein in Betracht gezogen worden sind, nämlich einerseits dem Fall, daß sich das neutrale Atom bildet, und andererseits, daß sich das Elektron wieder von dem Ion entfernt, wie ein nicht periodischer Komet, der sein Perihel überschritten hat.

Die gedachten Atom-Doppelsterne können gleichfalls unter entgegengesetzten Verhält-

1) C. R., 21. Februar 1898.
2) C. R., 7. März 1898.
3) C. R., 1902—1904.
4) C. R., 1904—1906.

Digitized by Google

müssen entstehen, nämlich in Fällen, die sich sehr wenig vom Falle der Ionisation durch Stoß unterscheiden. Von den möglichen Wirkungen eines Stoßes, den ein neutrales Atom erleidet, betrachtet man nämlich nur zwei, nämlich einmal den Fall, daß das Atom unverändert bleibt und zweitens den Fall, daß es in ein positives Ion und ein Elektron gespalten wird, die beide vollkommen frei sind. Die Möglichkeit eines mittleren Falles liegt nun auf der Hand, und zwar des Falles, daß das Elektron im Bereiche der elektrischen Anziehung des Ions verbleibt. Eine ähnliche Möglichkeit hat wie gar nicht langer Zeit J. J. Thomson[1] als ebenfalls vorhanden angenommen; damals hatte Thomson in seinen ersten Veröffentlichungen über diesen Gegenstand wahrscheinlich keine Kenntnis.

Kann man nun die Möglichkeit der Bildung der kreisenden Doppelsterne nicht leugnen, so muß man andererseits zugeben, daß derartige Doppelsterne sehr unstabil sein müssen. Es ist in der Tat klar, daß die Losreißung des Elektrons aus einem dieser Systeme viel leichter und häufiger sein muß als die Ionisation eines Atoms.

Infolge dieser Unbeständigkeit der kreisenden Doppelsterne, wie auch wegen ihrer indifferenten Orientierung nach allen Richtungen, können sie ihr Vorhandensein unter gewöhnlichen Verhältnissen nicht zu erkennen geben; dem ist aber nicht mehr so, wenn sie sich im Magnetfelde bilden. Man sieht nämlich ein, daß die Stabilität gewisser passend orientierter Doppelsterne durch das Feld gesteigert wird, und alsdann wird sich ihre Existenz zu erkennen geben können.

3. Es ist nicht möglich, das Problem der Bewegung eines kreisenden Systems Elektron-Positives Ion als Ganzes oder auch für jeden seiner Bestandteile einzeln vollständig zu lösen, oder auch nur seine Stabilität oder seine größere oder geringere Widerstandsfähigkeit gegen den Zerfall infolge von Zusammenstößen oder Störungen durch Atome und Moleküle sicher zu skizzieren. Wir können daher nicht den Anspruch erheben, die vorstehende Behauptung streng zu beweisen, daß das Magnetfeld die vermutliche Lebensdauer gewisser dieser Doppelsterne verlängere. Wir müssen uns deshalb mit generellen und unvollkommenen Erwägungen zufrieden geben.

In erster Linie müssen wir erwägen, daß der Doppelstern Elektron-Positives Ion auf zwei verschiedene Weisen zerstört werden kann. Die Störung, die ein in die Nähe des Doppelsternes gelangendes Teilchen hervorruft, kann nämlich die endgültige Entfernung des Elektrons vom positiven Ion bedingen, oder im Gegenteil bewirken, daß dieses Elektron im Verein mit dem Ion ein neutrales Atom bildet. Wahrscheinlich wird der erstere Fall dann eintreten, wenn die Entfernung zwischen dem Elektron und dem Ion des Doppelsternes verhältnismäßig groß ist, und der zweite Fall dann, wenn diese Entfernung verhältnismäßig klein ist, und es wird einen bestimmten Wert für diese Entfernung geben, bei dem die Stabilität des Systemes am größten ist.

Dies vorausgeschickt, wollen wir der Einfachheit halber annehmen, daß sich das Elektron kreisförmig um das Ion in einer merklich normal zur Richtung des Magnetfeldes liegenden Ebene bewege, daß diese Ebene also die Orientierung habe, bei welcher die Wirkung des Feldes wahrscheinlich am ausgeprägtesten ist. Dann wird auf das Elektron eine elektromagnetische Kraft wirken, deren Richtung in Richtung der Geraden liegt, die das Elektron mit dem Ion verbindet. Diese Kraft wird sich entweder zu der elektrischen Kraft addieren, oder sich von ihr subtrahieren, je nach dem Drehungssinne des Elektrons und nach dem Richtungssinne der magnetischen Kraft. Im ersteren Falle, der dann verwirklicht ist, wenn das Elektron in demselben Sinne kreist wie der elektrische Strom, von dem man sich das Magnetfeld herrührend denken kann, in diesem Falle wird die Stabilität des Systemes vergrößert werden und im zweiten Falle vermindert. Bei gleichem Halbmesser der Bahn des Elektrons nämlich, wenn wir beispielsweise annehmen, daß dieser Halbmesser einen Wert sehr nahe gleich dem habe, bei dem die Stabilität am größten ist, ist die Geschwindigkeit, die das Elektron besitzt, im ersten Falle größer, im zweiten kleiner als die, welche es bei Nichtvorhandensein des Magnetfeldes besitzen würde, und das Elektron wird im ersten Falle weniger leicht, im zweiten Falle dagegen leichter aus seiner Bahn abgelenkt werden.

Derartige Betrachtungen erhalten eine bestimmtere Gestalt, wenn man leichte Rechnungen zu Hilfe nimmt, die durch einige berechtigte beschränkende Hypothesen ermöglicht werden. Setzt man das Ion als unbeweglich voraus, und nimmt man an, daß in einem gegebenen Augenblicke ein senkrecht zur Bahnebene des Elektrons gerichtetes Magnetfeld entsteht, so sind die Bewegungsgleichungen des Elektrons:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -k\frac{x}{r^3} - k\frac{\dot{x}}{r^3}$$

[1] Proc. Phil. Soc. Cambridge 14, p. 545.

Digitized by Google

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -h\frac{y}{r^3} + k\frac{dx}{dt},$$

wo

$$r^2 = x^2 + y^2$$

ist, und wo x und y die Ordinaten des Elektrons in bezug auf Achsen sind, deren Anfangspunkt in dem Punkte liegt, den das positive Ion einnimmt. In diesen Gleichungen sind weiter h und k zwei Konstanten, von denen die erste von den Ladungen $\pm e$ des Ions und des Elektrons und von der Masse m des Elektrons abhängt, die zweite von e, von m und von der magnetischen Feldstärke, der sie sogar proportional ist, und die wir als verhältnismäßig klein voraussetzen.

Diese Gleichungen lassen sich unschwer integrieren, besonders wenn man nach einer ersten Integration die Polarkoordinaten r und ϑ einführt, die durch

$$x = r\cos\vartheta$$
$$\text{und } y = r\sin\vartheta$$

gegeben sind. Ich will mich hier darauf beschränken, einige der Formeln anzugeben, zu denen man dabei gelangt [1]).

Bevor das Magnetfeld vorhanden ist, also wenn $k = 0$ ist, ist die Bewegung des Elektrons identisch mit der Bewegung eines Planeten um die Sonne, sofern wir die Fälle einer hyperbolischen oder parabolischen Bewegung ausschließen. Die Bahn verändert sich aber naturgemäß, sobald in einem gegebenen Augenblicke das Magnetfeld erregt wird. Diese Änderung erfolgt in der Weise (wenn der Sinn, in dem die magnetische Kraft wirkt, derselbe ist, wie wir in den Formeln angenommen haben), daß die größte Entfernung vom Ion, in welche das Elektron im Laufe seiner Bewegung gelangt, kleiner wird als vor der Erregung des Feldes, und daß dasselbe bezüglich der kleinsten Entfernung erfolgt. Der größte und der kleinste Wert für r werden nämlich durch die Formel

$$r = \frac{1}{1+\alpha B}\{A \pm$$
$$\sqrt{A^2 - B^2 + \alpha B(\alpha B r_0^2 - B^2 + r_0^2)}\}$$

gegeben. In dieser Formel ist r_0 der Wert von r in dem Augenblicke, wo das Feld erregt wird; A und B sind die große und die kleine Halbachse der Ellipse, welche das Elektron durchläuft, bevor das Feld in Wirksamkeit tritt; α ist eine Konstante, die zu k und somit zur Feldstärke proportional ist.

Bemerken wir, daß für $\alpha = 0$, das heißt, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist, der höchste Wert für r gleich $A + \sqrt{A^2 - B^2}$ und der kleinste Wert gleich $A - \sqrt{A^2 - B^2}$ ist, so können wir aus der vorstehenden Formel folgende Schlüsse ziehen:

Wenn wir den Fall ausnehmen, daß $r_0 = A + \sqrt{A^2 - B^2}$ ist, und in welchem die Formel eben diesen Wert als Höchstwert von r ergibt, und wenn wir den Fall ausnehmen, daß $r_0 = A - \sqrt{A^2 - B^2}$ ist, und in welchem die Formel eben diesen Wert als Mindestwert von r ergibt, so ist sowohl der Höchstwert von r als auch sein Mindestwert kleiner als $A + \sqrt{A^2 - B^2}$ bzw. $A - \sqrt{A^2 - B^2}$, also kleiner als der Höchstwert bzw. der Mindestwert von r für $\alpha = 0$.

Die Wirkung, die das Feld hervorbringt, besteht also darin, das Elektron dem Ion zu nähern. Da das Feld die höchste Entfernung vermindert, so wird die Möglichkeit einer Zerstörung des Doppelsternes durch Entfernung des Elektrons verringert; aber der Umstand, daß die Mindestentfernung durch das Feld gleichfalls verringert wird, führt nach unseren voraufgegangenen Ausführungen zu einem entgegengesetzten Schlusse. Da indessen im allgemeinen die Verringerung des Höchstwertes von r ausgeprägter ist als die Verringerung seines Mindestwertes, so wird es begreiflich, daß im allgemeinen die überwiegende Wirkung des Feldes darin bestehen wird, dem Doppelsterne eine gewisse Beständigkeit zu verleihen. Nur wenn wir zu Magnetfeldern von sehr großer Stärke übergehen, wird sich die umgekehrte Wirkung zeigen können.

Wie wir weiter unten sehen werden, habe ich eine Erscheinung beobachtet, die mit dieser Voraussage im Einklang steht, nämlich das Verschwinden der magnetischen Strahlen in einem Magnetfelde von großer Intensität.

Es war nicht uninteressant, sich die Gestalt der Bahn des Elektrons im Magnetfelde klar zu machen. Die Gleichung dieser Kurve wird durch

$$\vartheta = \arccos\frac{B^2 - Ar}{r\sqrt{A^2 - B^2}} \pm \alpha(R - R_0)$$

ausgedrückt, wenn wir der Kürze halber

$$P^2 = -B^2 + 2Ar - r^2,$$
$$Q = \frac{1}{P(A^2 - B^2)}\{Ar(B^2 - r_0^2) -$$
$$B^2(B^2 + r_0^2) + 2A^2 r_0^2\},$$
$$R = -A\arcsin\frac{A - r}{\sqrt{A^2 - B^2}} - P + Q$$

setzen und übereinkommen, mit P_0, Q_0, R_0 die Werte zu bezeichnen, die P, Q, R annehmen, wenn wir r durch r_0 ersetzen. Von den beiden Vorzeichen vor dem letzten Gliede der Gleichung für die Bahn müssen wir das obere oder das

1) Wegen der Entwicklung der Rechnungen siehe: Mem. R. Acc. di Bologna, 14. November 1909.

Digitized by Google

Abweichung von der Geradlinigkeit etwa gegen 500 mm. 480 mm gibt noch einen normalen Wert. Die Größe der Schattenbildung entspricht derjenigen der Kurven in Fig. 6. Dabei befindet sich die Hintersonde in einer Entfernung (2,86 cm) vom Fenster, die als nahezu äußerste Grenze betrachtet werden muß; ein weiteres Abrücken würde die Wirksamkeit der Strahlen und damit die Genauigkeit der Messungen zu sehr beeinträchtigen. Die Hauptsonde, 1,0 cm weiter nach vorn, ist, wie schon erwähnt, von der radialen Richtung nach außen ein wenig abgebogen.

Die Benachteiligung der Hintersonde durch Schattenbildung, wie die der Vordersonde durch Diffusionsverlust, mußte, sofern die gegebene Erklärung richtig war, verschwinden, wenn man die Vordersonde zurückschob. So betrug bei No. 1 der Unterschied der Sondenabstände vom Fenster nur 0,33 cm, und wirklich konnte hier, wo die Beobachtungen bis zum Atmosphärendruck ausgedehnt wurden, eine Abweichung von der Geradlinigkeit nicht entdeckt werden[1]).

Umgekehrt mußten sich die Fehler steigern, wenn man den Unterschied der Sondenabstände vergrößerte. Dies geschah bei der Aufnahme von No. 4. Jene Größe betrug hierbei 1,50 cm, d. h. es waren die Sondenabstände 1,36 bezw. 2,86 cm, und zwar waren die Sonden absichtlich zusammengebogen, so daß die Vordersonde in den Strahlenweg der Hintersonde merklich hineinragte. Die Schattenbildung ist infolgedessen stark gewachsen, auch die Diffusionswirkung an der Hauptsonde ist größer geworden, trotzdem findet sich noch bei mittleren Drucken die lineare Beziehung über den Bereich von 200 bis gegen 450 mm gewahrt; denn hier beginnen die Abweichungen, wiewohl ein Teil der Messungen bei 500 mm, wohl infolge etwas langsamerer Strahlung, normale Absorption zu zeigen scheint und jenen Werten sich angliedert.

Endlich wurde noch versucht, ob nicht beide Fehler sich trennen und einzeln in einer Kurve darstellen ließen. Die bei hohen Drucken auftretende Diffusionswirkung ließ sich durch abermaliges Zusammenschieben beseitigen, die Schattenbildung dagegen vielleicht durch Zusammenbiegen der Sonden aufrecht erhalten. Dies geschah bei der Aufnahme von No. 2. Die Kontrollsonde war der Hauptsonde um 0,51 cm genähert, wodurch die Diffusionswirkung auf beide wesentlich gleich ausfiel, letztere überragte dabei den Trichterrand der ersteren, so daß zwar nicht die direkten, wohl aber die stärker ausgebauchten Strahlenwege geschnitten wurden. In der Tat ist in dieser Kurve von der Diffusionswirkung bei hohen Drucken nichts, von der Schattenbildung dagegen wenigstens eine deutliche Spur vorhanden.

Das Gesamtbild läßt den steileren Anstieg der Kurven mit wachsender Differenz der Sondenabstände gut hervortreten. Die nachher gegebenen Tabellen zeigen, daß die linearen Teile stets denselben Absorptionskoeffizienten unabhängig von der Sondenstellung ergeben, nur die Abweichungen werden durch diese beeinflußt. Wir schließen hieraus auf die Brauchbarkeit der Methode auch für den Fall, daß diejenigen Abweichungen, die wir als vermeidbare Fehler erkannt haben, in ihrer Erklärung sich als nicht haltbar erweisen sollten.

10. Im vorangegangenen sind die Hauptschwächen der Methode angedeutet. Es läßt sich nicht verkennen, daß sie zum Teil recht erhebliche Mängel bedeuten. Vor allem zeigen die letzten Ausführungen, daß es nicht ratsam ist, die Hauptmeßvorrichtung mit der Kontrolle in ein und denselben Beobachtungsraum zu bringen. Empfehlenswert wäre eine Trennung beider Elemente etwa in der Art, wie sie Mc Lennan a. a. O. in einer von ihm angegebenen Versuchsanordnung durchführte.

Wichtig wäre eine Vergrößerung der auffangenden Fensterfläche der Sonden. Allein der Umstand, daß die Dichtung der Blättchen hier für inneren Überdruck vorzunehmen ist, dürfte konstruktive Hemmnisse bereiten.

Ein weiterer Übelstand der Methode ist der, daß die Kontrolle, welche doch nur zur Korrektion der Anfangsintensität dienen soll, die Veränderungen, denen die Hauptsonde unterworfen wird, mit erleidet, so daß der Absorptionskoeffizient nur aus Relativwerten der durch den variablen Faktor, den Druck, bedingten Größen zu berechnen ist. Daß hierin ein Nachteil liegt, lehrt ein Blick auf die Messungen der dünneren Gase. Bei Wasserstoff z. B. variieren die Werte der Q bei Übergang vom Drucke 0 zum Atmosphärendruck nur etwa im Verhältnis 1 : 1,3, und wenn die Zahlen sich auch bei den dichteren Gasen günstiger gestalten, so bedeutet dies doch einen prinzipiellen Nachteil bei einer Methode, die sich die Ermittlung der Abweichungen vom Massenproportionalitätsgesetz zur Aufgabe macht. Auch hier würde eine Trennung der Beobachtungsräume von Haupt- und Kontrollsonde nützlich sein, bei der die Umgebung der letzteren unverändert gelassen werden könnte.

Die Abstandsdifferenz der Sondenfenster vom Fenster des Kathodenrohrs ist in ziemlich enge Grenzen gebannt. Die größte Entfernung weiter als 3 cm zu nehmen, ist nicht ratsam, da die Wirksamkeit bei höheren Drucken zu gering würde. Andrerseits darf, wie wir gesehen haben, die kleinste Entfernung der Diffusion wegen nicht zu gering sein. Die Differenz der Sonden-

Digitized by Google

entfernungen endlich muß so abgepaßt sein, daß sie zwischen zwei Fehlern die richtige Mitte einhält. Ist ihr Betrag zu groß, so entsteht Schattenbildung, ist er zu klein, so ist die Genauigkeit der Messung beeinträchtigt. Die in den Hauptmessungen gewählte Größe dürfte beiden Rücksichten genügend Rechnung tragen.

Die Vorzüge der Methode liegen einmal darin, daß sie objektiv ist und im Elektrometer über eins der empfindlichsten Instrumente verfügt, dann aber vor allem in dem Umstande, daß die Sekundärstrahlung, deren Proportionalität mit der Primärstrahlung erwiesen ist, ein außerordentlich feines Reagens darstellt, das an Deutlichkeit wohl noch das direkte Auffangen der Elementarquanten überragt. Da nun die Anwendung der Sekundärstrahlung die Grundlage der Methode ist, so bedeuten deren Vorzüge für sie eine gewichtige Empfehlung. Die aus ihr gewonnenen Resultate haben aber außer dem Interesse, das ihnen selber zukommt, noch den Wert von Bestätigungen für Tatsachen, die man aus früheren Arbeiten über Sekundärstrahlung kennen lernte.

11. Die im folgenden wiedergegebenen Resultate gelten für Kathodenstrahlen, welche durch die oben genannten Versuchsbedingungen definiert sind. Bei höheren Drucken und dichteren Gasen waren 30—50 wirksame Entladungen, bei niederen oft nur eine vonnöten, um genügend große Ausschläge zu erhalten. Nur solche Entladungen wurden zu den Messungen verwandt, bei denen ein Teil das Rohr, ein Teil die Funkenstrecke passierte. Sie gaben dann auch Resultate von befriedigender Übereinstimmung.

Die Gasfüllung des Beobachtungsrohrs geschah unter Vorsichtsmaßregeln, welche hohe Reinheit gewährleisteten. Etwa eine halbe Stunde lang nach Einsetzen der Entwicklung ging das Gas durch die Wasch- und Trockengefäße ins Freie, dann in das evakuierte, 1 Liter fassende Glasgasometer und von hier in den gleichfalls evakuierten Apparat. Gasometer und Apparat wurden jetzt, während durch Umschaltung eines Zweiweghahns das Gas wieder in die freie Atmosphäre trat, ausgepumpt und abermals gefüllt. Dies Verfahren des Füllens und Evakuierens wurde sechsmal wiederholt, so daß man sicher sein konnte, von Verunreinigungen der Hahnwege und Verbindungsstücke befreit zu sein. Vor Einleitung eines neuen Gases wurde, wenn das vorher untersuchte ein sehr dichtes war, der Apparat zunächst mit Wasserstoff gespült und 24 Stunden ausgepumpt stehen gelassen. Die Geschwindigkeit des Einströmens wurde mittels der Hähne so reguliert, daß im Entwicklungsapparat 10—15 cm Überdruck der in ihm befindlichen Flüssigkeit herrschte; bei Entwicklung aus festen Körpern war zur Ermöglichung der Kontrolle ein mit Trichterrohr versehenes, mit Schwefelsäure gefülltes Manometergefäß beigegeben. Als Trockenmittel ließ sich stets Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd verwenden, nur bei Stickstoff blieb die Schwefelsäure fort, da der sich kondensierende Wasserdampf Störungen verursachte.

Eine Gasbereitung diente zu zwei Messungsreihen, von denen die eine die in den Apparat geleitete Menge benutzte und sofort angestellt wurde, die andere später das im Gasometer aufbewahrte Gas verwandte, und zwar unter den nämlichen Vorsichtsmaßregeln des Evakuierens und Spülens, wie sie eben beschrieben sind. Die Umgebungstemperatur war im Mittel 18° C.

Von den Tabellen sind die den Kurven in Fig. 6 bezw. Fig. 7, No. 3, entsprechenden besonders ausführlich, unter Anführung jeder einzelnen Messung, gegeben[1]). In ihnen ist

p der Gasdruck in mm Hg,
H der Ausschlag des an der Hauptsonde angeschalteten Elektrometers in cm,
K der Ausschlag des an der Kontrollsonde angeschalteten Elektrometers in cm,
Q das Verhältnis $\frac{H}{K}$,
$\lg Q_m$ das Mittel aus den Logarithmen der Einzelbeobachtungen,
a_0 der Absorptionskoeffizient des Gases für den Druck 1 mm Hg,
a_0^m sein Mittelwert für die betreffende Reihe.

Der einem bestimmten Druck beigefügte Wert von a_0 ist nach Gleichung (d) aus der Differenz des zu ihm gehörigen Wertes von $\lg Q_m$ und desjenigen berechnet, welcher dem niedrigsten Drucke der betreffenden Tabelle entspricht. In den anderen Tabellen sind unter Q und $\lg Q$ ohne weiteres die Mittel der gewöhnlich aus 5—10 Einzelmessungen gewonnenen Werte zu verstehen. Das zu den Einzeltabellen Nötige findet sich besonders angegeben, so z. B. die Sondenstellungen, die bei den Versuchen mit Luft mehrfach verändert wurden.

Hier bedeutet r_1 den Abstand des Fensters der Vordersonde von dem des Kathodenrohrs in cm, r_2 den Abstand des Fensters der Hintersonde von dem des Kathodenrohrs in cm.

Für die übrigen Gase diente ein und dieselbe Einstellung, nur bei Kohlensäure wurde zur Kontrolle der früher besprochenen Luftversuche eine Reihe bei anderem Entfernungsverhältnis ausgeführt.

1) Die eingeklammerten Werte von $\lg Q$ beziehen sich auf die durch die Diffusion gestörten Messungen; sie sind nicht zur Mittelwertbildung herangezogen.

Digitized by Google

12. Luft.

Tabelle 1. (Fig. 7, No. 3.)

$r_1 = 1{,}86$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	21,9	4,0	5,5	0,740	0,727	
	53,2	9,8	5,4	0,732		
	65,0	12,3	5,3	0,724		
	82,5	15,5	5,3	0,724		
	71,4	13,3	5,4	0,732		
	73,4	13,8	5,3	0,724		
	49,1	9,4	5,2	0,716		
	68,5	12,9	5,3	0,724		
	69,3	11,6	6,0	(0,778)		
	64,8	11,2	5,8	(0,763)		
108	56,0	7,7	7,3	0,863	0,862	0,00292
	63,8	8,9	7,2	0,857		
	55,8	7,8	7,2	0,857		
	60,8	8,2	7,4	0,869		
217	61,5	6,5	9,5	0,978	1,000	0,00292
	74,2	7,6	9,8	0,991		
	70,5	6,7	10,5	1,021		
	74,7	7,3	10,2	1,008		
339	54,0	3,9	13,9	1,143	1,150	0,00288
	75,2	5,3	14,2	1,152		
	60,6	4,3	14,1	1,149		
	67,5	4,7	14,4	1,158		
479	59,0	2,7	21,8	1,339	1,330	0,00292
	67,4	3,2	21,1	1,325		
	66,3	3 3	20,2	(1,305)		
624	61,2	2,1	29,2	(1,465)		
	82,5	3,0	27,3	(1,436)		

$a_0^m = 0{,}00291$

Die weiteren Aufnahmen in Luft ergaben (s. Tab. 2):

13. Wasserstoff. Aus reinem Zink und reiner verdünnter Schwefelsäure im Kippschen Apparat entwickelt. Für alle folgenden Versuche — ausgenommen Kohlensäure (No. 18, Tab. 13) — gelten die Entfernungen: $r_1 = 1{,}86$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm, $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm.

Tabelle 3. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	54,1	7,6	7,1	0,851	0,845	—
	46,8	6,8	6,9	0,839		
	55,0	7,8	7,0	0,845		
	60,3	8,5	7,1	0,851		
	47,8	6,9	6,9	0,839		
	59,0	8,4	7,0	0,845		
246	61,0	8,0	7,6	0,881	0,880	0,000328
	70,1	9,2	7,6	0,881		
	49,0	6,4	7,7	0,886		
	72,1	9,8	7,4	0,869		
	51,9	7,0	7,4	0,869		
	40,8	5,3	7,7	0,886		
490	60,5	7,3	8,3	0,919	0,915	0,000329
	54,8	6,6	8,3	0,919		
	40,0	5,0	8,0	0,903		
	65,8	7,9	8,3	0,919		
	56,5	7,0	8,1	0,909		
	52,5	6,4	8,2	0,914		
	51,2	6,1	8,4	0,924		
735	52,5	5,9	8,9	0,950	0,950	0,000330
	43,1	4,8	9,0	0,954		
	58,8	6,7	8,8	0,944		
	39,4	4,4	8,9	0,950		

$a_0^m = 0{,}000329$

Tabelle 2.

I

$r_1 = 1{,}86$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm; $r_1 - r_2 = 1{,}00$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	5,6	0,748	—
107	7,6	0,880	0,00287
204	10,0	1,000	0,00287
302	13,1	1,117	0,00283
397	17,4	1,240	0,00287

$a_0^m = 0{,}00286$

II (Fig. 7, No. 1)

$r_1 = 2{,}53$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm; $r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	3,61	0,557	—
154	4,17	0,620	0,00292
306	4,84	0,685	0,00293
415	5,38	0,731	0,00293
592	6,45	0,810	0,00298
754	7,59	0,880	0,00299

$a_0^m = 0{,}00295$

III

$r_1 = 2{,}53$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm; $r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	5,63	0,750	—
160	6,54	0,816	0,00290
305	7,51	0,875	0,00288
510	9,25	0,966	0,00296
753	11,7	1,068	0,00294

$a_0^m = 0{,}00292$

IV (Fig. 7, No. 2)

$r_1 = 1{,}36$ cm, $r_2 = 1{,}87$ cm; $r_2 - r_1 = 0{,}51$ cm

p	Q	lg Q	a_0
149	5,20	0,716	—
315	6,64	0,822	0,00289
470	8,33	0,920	0,00288
617	10,43	1,018	0,00290
751	13,08	1,116	0,00298

$a_0^m = 0{,}00291$

V (Fig. 7, No. 4)

$r_1 = 1{,}36$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm; $r_2 - r_1 = 1{,}50$ cm

p	Q	lg Q	a_0
205	14,2	1,152	—
290	20,7	1,316	0,00295
348	26,2	1,418	0,00286
393	31,7	1,510	0,00294
500	51,8	1,714	0,00293

$a_0^m = 0{,}00292$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00291$.

Digitized by Google

Tabelle 4.

I				II				III			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	7,1	0,851	—	1	11,2	1,050	—	1	11,14	1,047	—
180	7,51	0,876	0,000323	143	11,75	1,070	0,000325	156	11,73	1,069	0,000328
423	8,13	0,910	0,000323	257	12,2	1,086	0,000325	327	12,40	1,093	0,000326
642	8,75	0,942	0,000327	446	13,0	1,113	0,000327	487	13,06	1,116	0,000328
				647	13,8	1,140	0,000322	752	14,30	1,155	0,000330
			a_0^m = 0,000324				a_0^m = 0,000325				a_0^m = 0,000328

Gesamtmittel: a_0 = 0,000327.

14. Stickstoff. Aus Ammoniumnitrit in wäßriger Lösung durch mäßiges Erwärmen dargestellt. Die Messungen sind im wesentlichen nur eine Bestätigung der an Luft vorgenommenen. Es wurden daher nur zwei Reihen durchgeführt.

Tabelle 5.

I				II			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	7,2	0,857	—	1	5,0	0,700	—
116	9,85	0,993	0,00273	89	6,4	0,806	0,00278
214	13,0	1,114	0,00278	157	7,7	0,886	0,00275
311	16,6	1,222	0,00272	254	10,1	1,004	0,00276
438	23,7	1,374	0,00274	426	16,5	1,217	0,00280
			a_0^m = 0,00274				a_0^m = 0,00277

Gesamtmittel: a_0 = 0,00276.

15. Sauerstoff. Aus chlorsaurem Kali durch vorsichtiges Erhitzen (zur Vermeidung von Chlorbeimengungen) entwickelt; gewaschen mit Natronlauge.

Tabelle 6. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	37,8	8,2	4,6	0,663	0,663	—
	45,8	10,1	4,5	0,653		
	84,8	19,0	4,5	0,653		
	54,2	11,3	4,8	0,681		
	79,8	16,5	4,8	0,681		
	61,5	13,4	4,6	0,663		
	54,0	11,0	4,9	(0,690		
	19,3	3,9	4,9	0,690)		
70	55,7	9,6	5,8	0,763	0,763	0,00334
	19,9	3,5	5,7	0,756		
	32,4	5,4	6,0	0,778		
	73,9	13,1	5,6	0,748		
152	28,1	3,7	7,6	0,881	0,886	0,00340
	62,3	7,9	7,9	0,898		
	49,6	6,5	7,6	0,881		
255	42,8	4,0	10,7	1,029	1,029	0,00333
	65,2	6,0	10,9	1,037		
	58,8	5,6	10,5	1,021		
356	31,0	2,0	15,5	1,190	1,179	0,00336
	45,5	3,0	15,2	1,182		
	26,2	1,8	14,6	1,164		
464	31,0	1,7	18,5	(1,262	—	—
	62,3	3,6	17,3	1,237)		
	31,0	1,6	19,4	1,287		
						a_0^m = 0,00336

Tabelle 7.

I				II			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	4,0	0,602	—	1	5,75	0,760	—
62	4,9	0,690	0,00332	87	7,7	0,886	0,00338
135	6,3	0,799	0,00339	151	9,7	0,986	0,00346
198	7,8	0,892	0,00340	256	13,8	1,140	0,00343
301	11,0	1,041	0,00338	356	19,2	1,283	0,00339
351	13,0	1,114	0,00337				
			a_0^m = 0,00337				a_0^m = 0,00342

Gesamtmittel: a_0 = 0,00338.

16. Stickstoffoxydul. Aus Ammoniumnitrat durch gelindes Erwärmen entwickelt.

Tabelle 8. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	53,0	11,0	4,8	0,681	0,690	—
	32,0	6,4	5,0	0,699		
	63,5	12,9	4,9	0,690		
	70,8	13,0	5,4	(0,732		
	24,4	4,6	5,3	0,724)		
	55,7	10,1	5,5	0,740		
59	48,8	7,5	6,5	0,813	0,800	0,00437
	76,2	12,4	6,2	0,792		
	7,0	1,1	6,3	0,799		
	20,0	3,2	6,3	0,799		
117	34,7	4,3	8,1	0,908	0,908	0,00434
	35,0	4,3	8,2	0,913		
	32,1	4,0	8,0	0,903		
180	42,1	3,9	10,8	1,033	1,025	0,00433
	58,7	5,5	10,7	1,029		
	72,5	7,1	10,2	1,008		
291	46,3	2,7	17,2	1,235	1,233	0,00432
	57,2	3,4	16,9	1,228		
	69,0	4,3	16,1	(1,206)		
394	60,5	2,7	22,4	(1,350)	—	—
	72,3	3,1	23,3	1,367)		
482	57,0	2,2	25,9	(1,413)	—	—
	46,2	1,7	27,1	1,433)		
						a_0^m = 0,00434

Digitized by Google

Tabelle 9.

I				II				III			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	4,85	0,685	—	1	5,3	0,724	—	1	4,9	0,690	—
57	6,20	0,792	0,00439	58	6,8	0,832	0,00436	67	6,5	0,813	0,00431
120	8,10	0,908	0,00432	117	8,8	0,944	0,00437	131	8,6	0,935	0,00435
190	11,0	1,041	0,00434	217	13,5	1,130	0,00433	186	11,0	1,041	0,00436
280	16,1	1.207	0,00432	291	18,6	1,269	0,00434	276	16,3	1,212	0,00438
			a_0^m = 0,00434				a_0^m = 0,00435				a_0^m = 0,00435

Gesamtmittel: a_0 = 0,00435.

17. Kohlenoxyd. Aus Ameisensäure unter Zusatz von Schwefelsäure bei gelindem Erwärmen entwickelt.

Tabelle 10. (Fig. 6.)

p	H_s	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	65,7	10,8	6,1	0,785	0,778	—
	55,9	9,4	6,0	0,778		
	61,2	10,4	5,9	0,771		
	64,8	10,8	6,0	0,778		
	51,8	8,5	6,1	0,785		
	43,4	7,3	5,9	0,771		
	20,0	3,2	6,3	(0,799		
	31,1	4,9	6,3	0,799		
	48,7	7,9	6,2	0,792)		
44	20,5	3,1	6,6	0,820	0,821	0,00231
	34,0	5,2	6,5	0,813		
	44,9	6,6	6,8	0,833		
	64,0	9,7	6,6	0,820		
90	18,3	2,4	7,6	0,881	0,869	0,00236
	28,5	3,8	7,5	0,875		
	47,0	6,4	7,4	0,869		
	30,5	4,1	7,4	0,869		
	60,5	8,5	7,1	6,851		
143	17,6	2,1	8,4	0,924	0,923	0,00236
	29,2	3,5	8,4	0,924		
	41,2	5,1	8,1	0,909		
	27,9	3,3	8,5	0,930		
193	22,3	2,4	9,3	0,968	0,973	0,00235
	48,2	4,9	9,8	0,991		
	18,2	2,0	9,1	0,960		
	51,0	5,5	9,3	0,968		
302	43,0	3,6	12,0	1,079	1,080	0,00232
	18,7	1,6	11,7	1,068		
	38,5	3,1	12,4	1,093		
395	15,4	1,0	15,4	1,187	1,170	0,00230
	28,3	2,0	14,2	1,152		
627	16,1	0,8	20,2	(1,305	—	—
	39,0	2,0	19,5	1,290)		
					a_0^m = 0,00233	

18. Kohlensäure. Aus dem Kippschen Apparate durch Einwirkung reiner Salzsäure auf Marmor gewonnen.

Tabelle 12.

I			
p	Q	lg Q	a_0
1	3,7	0,568	—
64	4,85	0,685	0,00428
126	6,3	0,800	0,00428
190	8,3	0,919	0,00428
291	12,6	1,100	0,00425
			a_0^m = 0,00427

II			
p	Q	lg Q	a_0
1	4,3	0,633	—
75	5.9	0,771	0,00429
139	7,7	0,886	0,00423
237	12,0	1,079	0,00434
289	14,6	1,164	0,00426
			a_0^m = 0,00428

III			
p	Q	lg Q	a_0
1	10,3	1,012	—
83	14,6	1,164	0,00426
133	18,2	1,260	0,00434
234	27,9	1,446	0,00428
288	34,9	1,543	0,00427
			a_0^m = 0,00429

Bei Gelegenheit der mit den Abständen

r_1 = 2,53 cm $r_2 - r_1$ = 0,33 cm

r_2 = 2,86 cm

an Luft durchgeführten Versuche (s. Tab. 2,

Tabelle 11.

I				II				III			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	6,8	0,832	—	1	5,6	0,748	—	1	6.33	0,800	—
54	7,7	0,886	0,00235	50	6,3	0,799	0,00239	45	7,00	0,845	0,00236
102	8,6	0,934	0,00233	93	6,9	0,839	0,00228	90	7,77	0,890	0,00233
152	9,6	0,982	0,00228	132	7,6	0,881	0,00235	139	8,7	0,940	0,00233
249	12,0	1,079	0,00230	190	8,7	0,940	0,00234	190	9,8	0,991	0,00233
378	16,0	1,209	0,00231	306	11,2	1,049	0,00228	287	12,3	1,090	0,00234
				352	13,0	1,104	0,00234	388	15,2	1,182	0,00228
			a_0^m = 0,00231				a_0^m = 0,00234				a_0^m = 0,00233

Gesamtmittel: a_0 = 0,00233.

Digitized by Google

II, III) wurden auch solche an Kohlensäure vorgenommen, die dasselbe Resultat — vollständige Fehlerfreiheit der Messung vom Druck 0 an bis zum Atmosphärendruck — für diese Anordnung auch bei einem dichteren Gase bestätigten. Darüber die folgende Tabelle.

Tabelle 13.

p	Q	lg Q	a_0
1	7,2	0,857	—
137	8,7	0,940	0,00428
245	10,4	1,008	0,00433
433	13,3	1,124	0,00233
628	17,4	1,240	0,00428
751	20,7	1,315	0,00427

$a_0^m = 0{,}00430$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00429$.

19. Schweflige Säure. Gewonnen durch Erhitzen von Kupferdrehspänen in reiner konzentrierter Schwefelsäure.

Tabelle 14. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	28,2	4,6	6,1	0,785	0,778	—
	73,3	12,6	5,8	0,763		
	82,3	13,8	6,0	0'778		
	58,5	9,9	5,9	0,771		
	75,8	12,4	6,1	0,785		
	61,2	9,0	6,8	(0,832		
	67,9	10,5	6,5	0,813		
	39,9	6,0	6,7	0,826)		
11	60,4	9,5	6,4	0,806	0,806	0,00648
	75,6	12,1	6,3	0,799		
	32,0	4,7	6,8	(0,832		
	40,2	6,1	6,6	0,820)		
34	23,7	3,1	7,7	0,886	0,875	0,00677
	37,8	5,0	7,6	0,881		
	35,8	4,8	7,5	0,875		
	85,7	11,8	7,3	0,864		
46	32,5	4,0	8,1	0,909	0,906	0,00658
	78,0	9,8	8,0	0,903		
56	25,6	2,9	8,8	0,944	0,937	0,00667
	33,2	3,8	8,7	0,939		
	60,5	7,0	8,7	0,939		
	39,5	4,7	8,4	0,925		
87	22,3	2,1	10,6	1,024	1,029	0,00672
	33,5	3,1	10,8	1,033		
	45,5	4,2	10,8	1,033		
	25,2	2,4	10,5	1,020		
102	41,1	3,5	11,8	1,071	1,068	0,00662
	61,0	5,4	11,3	1,053		
	72,0	6,0	12,0	1,079		
115	23,8	1,9	12,6	1,100	1,107	0,00667
	40,2	3,1	13,0	1,114		
	31,9	2,5	12,8	1,107		
160	20,5	1,2	17,1	1,233	1,235	0,00665
	32,2	1,7	17,8	1,250		
	16,6	1,0	16,6	1,220		
231	20,5	0,9	22,8	(1,357	—	—
	18,5	0,8	23,1	1,364)		

$a_0^m = 0{,}00665$

Eine zweite Messung ergab:

Tabelle 15.

p	Q	lg Q	a_0
1	6,3	0,800	—
39	8,1	0,909	0,00662
68	9,9	0,996	0,00676
149	16,7	1,222	0,00658
171	19,5	1,290	0,00665

$a_0^m = 0{,}00665$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00665$.

20. Die Zusammenstellung der Resultate enthält Tabelle 16, und zwar neben den oben gegebenen noch die von Herrn Becker a. a. O. gewonnenen. Ihr ist Tabelle 17 beigefügt, um, wie es dort geschah, so auch hier den Vergleich zwischen den Größen $\frac{a_0}{M}$ und $\frac{D-1}{M}$, d. h. zwischen dem, auf die Einheit des Molekulargewichts reduzierten Absorptionskoeffizienten und der ebenso reduzierten, um 1 verminderten Dielektrizitätskonstante des betreffenden Gases zu ermöglichen, ein Vergleich, der auf den von Herrn Lenard[1]) gegebenen Vorstellungen beruht und an den von Herrn Becker[2]) geführten Nachweis anknüpft, daß er die Folgerungen der Theorie bei Gasen bestätigt.

Tabelle 17 enthält die Kolonne $\frac{D-1}{M}$ doppelt; sie will die Parallele zwischen der nach dem Maxwell-Boltzmannschen Gesetz aus dem Brechungsindex[3]) für Na-Licht berechneten und der von Klemenčič[4]) gemessenen Dielektrizitätskonstante zeigen.

Tabelle 16.

Gas	Becker		Baerwald	
	a_0	$\frac{a_0}{M_{20°}}$	a_0	$\frac{a_0}{M_{18°}}$
Luft	0,00278	0,000103	0,00291	0,000107
H_2	0,000337	0,000178	0,000327	0,000174
N_2	0,00278	0,000106	0,00276	0,000105
O_2	0,00285	0,000096	0,00338	0,000112
N_2O			0,00435	0,000105
CO			0,00233	0,000089
CO_2	0,00423	0,000103	0,00429	0,000104
SO_2	0,00622	0,000104	0,00665	0,000111

1) P. Lenard, Ann. d Phys. **12**, 714, 1903.
2) A. Becker, l. c. Tabelle 47.
3) Entnommen aus L. Natanson. Zeitschr. f. phys. Chemie **61**, 321, 1908.
4) J. Klemenčič, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissenschaften zu Wien. 91. Abt. II, S. 712, 1885.

Digitized by Google

Tabelle 17.

Gas	n 589 $\mu\mu$	Dberechnet	Dgemessen	$\frac{D-1 \text{ berechnet}}{M_0}$	$\frac{D-1 \text{ gemessen}}{M_0}$
Luft	1,000293	1,000586	1,000586	0,0000204	0,0000204
H_2	1,000139	1,000278	1,000264	0,0001200	0,0001320
N_2	1,000297	1,000594		0,0000213	
O_2	1,000271	1,000542		0,0000170	
N_2O	1,000515	1,001030	1,001158	0,0000234	0,0000263
CO	1,000335	1,000670	1,000695	0,0000239	0,0000248
CO_2	1,000452	1,000904	1,000985	0,0000206	0,0000223
SO_2	1,000686	1,001372	1,009548	0,0000214	0,0001490

Der Vergleich von Tabelle 16 und 17 läßt auch hier die schon bekannte Ausnahmestellung des Wasserstoffs erkennen, der sowohl in der Größe $\frac{a_0}{M}$ wie in der von $\frac{D-1}{M}$ das Mittel der anderen erheblich überragt. Das Absorptionsvermögen von CO ist in unseren Messungen vielleicht etwas zu klein ausgefallen, andererseits konnte der etwas unter dem Durchschnitt liegende Wert von $\frac{a_0}{M}$ für Sauerstoff, wie er auch durch seine Dielektrizitätskonstante gefordert sein würde, nicht bestätigt werden.

Von besonderem Interesse ist die schweflige Säure. Ihr Absorptionsvermögen würde einer Dielektrizitätskonstante von etwa 1,0014 entsprechen. Tabelle 17 zeigt nun, daß sich in der Tat aus dem von Ketteler gemessenen Wert von n für 589 $\mu\mu$ die Dielektrizitätskonstante zu 1,001372 berechnet. Der von Klemenčič gemessene Wert ist dagegen viel zu groß. Er findet $D = 1{,}009548$, Ayrton und Perry[1]): $D = 1{,}0037$.

Daß die Berechnung von D aus n für Na-Licht zu nennenswerten Fehlern führt, ist nicht anzunehmen. Auch entspricht der berechnete Wert dem zu erwartenden auffallend gut. Wohl aber lassen sich Einwände gegen die gemessenen Werte von D erheben. Tabelle 17 zeigt, daß es gerade die dichteren, leichter zu verflüssigenden Gase sind, die in ihren gemessenen Werten von D gegenüber den berechneten nach oben abweichen. Es liegt nahe, dies der Methode zuzurechnen. Das Boltzmannsche Verfahren, die Dielektrizitätskonstante der Gase durch Druckvariation zu bestimmen, kann gerade bei einem, nahe dem Siedepunkt befindlichen Gas, wie der schwefligen Säure, im Augenblick der Druckentspannung Kondensation und dadurch Fehler der Messung verursachen. Dieser Einwurf wird durch die Bemerkung Klemenčičs nicht behoben, daß die schweflige Säure vor dem Eintritt in den Kondensator in einem Bleirohr auf die Temperatur von 39° C gebracht worden sei. Auch der von Ayrton und Perry gefundene Wert, der, ebenfalls viel zu hoch, von jenem ersten stark abweicht, scheint darauf hinzuweisen, daß man in der Methode der Messung den Grund der Abweichung suchen müsse.

So dürften die vorliegenden Messungen der Kathodenstrahlabsorption zur Klärung dieser Frage ihr Teil beigetragen und gezeigt haben, daß die Kathodenstrahlabsorption dazu dienen kann, die Größe der Dielektrizitätskonstante von Körpern zu bestimmen und ihrem Hinweis gegebenenfalls mehr Vertrauen zu schenken als der direkten Messung, ein Umstand, der die Verwandtschaft zwischen dem Vorgange der Absorption von Kathodenstrahlen und dem der Dispersion von Lichtstrahlen zum Ausdruck bringt.

Heidelberg, Physikalisches Institut der Universität. Januar 1910.

(Eingegangen 8. Februar 1910.)

1) W. E. Ayrton und J. Perry, Transact. of Asiat. Soc. of Jap. **5**, 116, 1876—1877.

Die magnetischen Strahlen.
(I raggi magnetici.)

Zusammenfassende Übersicht über verschiedene neuere Veröffentlichungen[1]).

Von Augusto Righi.

1. Unter den Leuchterscheinungen, die man beobachtet, wenn man in einer mit verdünntem Gase gefüllten und in einem Magnetfelde angeordneten Röhre die Entladung übergehen läßt, ist eine sehr bemerkenswert. Sie ist zum ersten Male von Plücker[2]) beschrieben und dann von Hittorf[3]) und später von vielen anderen Physikern untersucht worden. Diese Erscheinung besteht in der Bildung einer Licht-

1) Bull. des Séances de la Soc. Franç. de Phys. 1908 (1). — Mem. R. Acc. di Bologna, 17. Mai 1908, 17. Januar 1909, 14. November 1909. — Lincei Rend., 5. Juni 1909, 20. Juni 1909.
2) Pogg. Ann. **103**, 88, 151, 1858.
3) Pogg. Ann. **136**, 213, 1869.

Digitized by Google

säule, die im allgemeinen von den durch den Rand der Kathode gehenden Linien der magnetischen Kraft begrenzt wird.

Die einzige Erklärung, die man bisher für diese Erscheinung gegeben hat, besteht in der Annahme, daß dieses Lichtbündel sich einfach aus den Kathodenstrahlen zusammensetze, welche im Magnetfelde Formen ähnlich denen um die magnetischen Kraftlinien gewundener Schraubenlinien annehmen. Es ist nicht daran zu zweifeln, daß diese Gestaltsänderung, die auf der Wirkung des Feldes auf die einzelnen in Bewegung befindlichen Elektronen beruht, erfolgen muß. Man kann sie sogar direkt an feinen Kathodenstrahlenbündeln beobachten, die deutlich sichtbar sind, wenn das Gas einen passenden Verdünnungsgrad hat.

Will man aber diese Erklärung auf gewisse besondere Fälle anwenden, so muß man sie durch die Annahme ergänzen, daß auch die sekundären Kathodenstrahlen, die dort entstehen, wo die Gasmoleküle von den Elektronen getroffen werden, dasselbe Schicksal erleiden. Oder mit anderen Worten: Man muß das Kathodenstrahlenband, dessen Gestalt der einer von der Kathode ausgehenden Schraubenlinie ähnelt, als eine Verlängerung dieser Kathode ansehen.

Nichtsdestoweniger haben sich einige Physiker, nämlich Birkeland[1]), Broca[2]), Pellat[3]), und vor allen Dingen Villard[4]) durch besondere Versuche veranlaßt gesehen, die angegebene Erklärung als durchaus unzulänglich aufzufassen, und die Existenz neuartiger, von den Kathodenstrahlen verschiedener Strahlen anzunehmen.

Ich habe einige von den Versuchen der genannten Physiker wiederholt und neue über denselben Gegenstand angestellt. Dabei habe ich mich auch von der Unzulänglichkeit der gewöhnlichen Theorie überzeugen müssen. Statt mich indessen auf die Annahme zu beschränken, daß im Magnetfelde neuartige Strahlen entstehen, die von der Kathode ausgehen und gewissermaßen eine Umwandlung der Kathodenstrahlen darstellen, statt dessen habe ich versucht, mir von der Erzeugung und dem Wesen der neuartigen Strahlen mittels einer besonderen Theorie Rechenschaft zu geben, die sich auf die folgende Hypothese stützt.

Nach dieser Hypothese würden in einem ionisierten Gase nicht nur Moleküle, Ionen und Elektronen vorhanden sein, sondern auch gewisse elektrisch neutrale, aber von Atomen und Molekülen verschiedene Systeme. Jedes dieser Systeme würde aus einem positiven Ion und einem Elektron bestehen (mit dem Worte Elektron will ich immer ein negatives Elektron bezeichnen); letzteres würde unter der Wirkung der gegenseitigen elektrischen Anziehung um das Ion kreisen wie ein Planet um die Sonne. Dieser Vergleich ist zulässig in Anbetracht des Umstandes, daß die Masse des Ions gegenüber jener des Elektrons sehr groß ist, so daß man das erstere als unbeweglich ansehen kann; in Wirklichkeit bewegen sich allerdings beide wie die beiden Sterne, die einen Doppelstern bilden. Nach dieser Annahme würden die neuen Strahlen aus ähnlichen Doppelsternen bestehen, die so orientiert wären, daß ihre Bahnen merklich in Ebenen normal zu den magnetischen Kraftlinien liegen, und die sich auf Pfaden bewegten, die merklich mit diesen Kraftlinien zusammenfallen. Diese Doppelsterne Elektron-Positives Ion würden indessen nicht intakt bleiben; sie würden im Gegenteil fortgesetzt zerstört und wiederhergestellt werden, und zwar infolge der durch ihre Annäherung an Ionen, Atome usw. hervorgerufenen Stöße, oder Störungen im allgemeinen.

Ich habe für diese neuen Strahlen die Bezeichnung Magnetische Strahlen für passend erachtet. Zu dieser Benennung veranlaßte mich das Verhalten, das sie zeigen, wenn man ihnen einen Magnetpol nähert, sowie auch die zu ihrer Erzeugung notwendige Bedingung. Ich finde, daß diese Benennung aus vielen Gründen den übrigen vorgeschlagenen Bezeichnungen, wie Strahlen zweiter Art (Broca), Magnetokathodenstrahlen (Villard), u. a. m., vorzuziehen ist.

2. Es ist wahrscheinlich, daß in einem ionisierten Gase immer einige dieser Doppelsterne Elektron-Positives Ion vorhanden sind. Ein solches System wird sich bei verschiedenen Gelegenheiten bilden. Wenn sich beispielsweise ein positives Ion und ein Elektron mit Geschwindigkeiten von passender Größe und Richtung einander nähern, so kann es geschehen, daß das Elektron zu einem Trabanten des Ions wird. Dieser Fall bildet somit einen Mittelfall zwischen zweien, die bisher allein in Betracht gezogen worden sind, nämlich einerseits dem Fall, daß sich das neutrale Atom bildet, und andererseits, daß sich das Elektron wieder von dem Ion entfernt, wie ein nicht periodischer Komet, der sein Perihel überschritten hat.

Die gedachten Atom-Doppelsterne können gleichfalls unter entgegengesetzten Verhält-

1) C. R., 21. Februar 1898.
2) C. R., 7. März 1898.
3) C. R., 1902—1904.
4) C. R., 1904—1906.

Digitized by Google

nissen entstehen, nämlich in Fällen, die sich sehr wenig vom Falle der Ionisation durch Stoß unterscheiden. Von den möglichen Wirkungen eines Stoßes, den ein neutrales Atom erleidet, betrachtet man nämlich nur zwei, nämlich einmal den Fall, daß das Atom unversehrt bleibt, und zweitens den Fall, daß es in ein positives Ion und ein Elektron gespalten wird, die beide vollkommen frei sind. Die Möglichkeit eines mittleren Falles liegt nun auf der Hand, und zwar des Falles, daß das Elektron im Bereiche der elektrischen Anziehung des Ions verbleibt. Eine ähnliche Möglichkeit hat vor gar nicht langer Zeit J. J. Thomson[1]) als offenbar vorhanden angenommen; damals hatte Thomson von meinen ersten Veröffentlichungen über diesen Gegenstand wahrscheinlich keine Kenntnis.

Kann man nun die Möglichkeit der Bildung der kreisenden Doppelsterne nicht leugnen, so muß man andererseits zugeben, daß derartige Doppelsterne sehr instabil sein müssen. Es ist in der Tat klar, daß die Lostrennung des Elektrons aus einem dieser Systeme viel leichter und häufiger sein muß als die Ionisation eines Atoms.

Infolge dieser Unbeständigkeit der kreisenden Doppelsterne, wie auch wegen ihrer indifferenten Orientierung nach allen Richtungen, können sie ihr Vorhandensein unter gewöhnlichen Verhältnissen nicht zu erkennen geben; dem ist aber nicht mehr so, wenn sie sich im Magnetfelde bilden. Man sieht nämlich ein, daß die Stabilität gewisser passend orientierter Doppelsterne durch das Feld gesteigert wird, und alsdann wird sich ihre Existenz zu erkennen geben können.

3. Es ist nicht möglich, das Problem der Bewegung eines kreisenden Systems Elektron-Positives Ion als Ganzes oder auch für jeden seiner Bestandteile einzeln vollständig zu lösen, oder auch nur seine Stabilität oder seine größere oder geringere Widerstandsfähigkeit gegen den Zerfall infolge von Zusammenstößen oder Störungen durch Atome und Moleküle sicher zu schätzen. Wir können daher nicht den Anspruch erheben, die vorstehende Behauptung streng zu beweisen, daß das Magnetfeld die vermutliche Lebensdauer gewisser dieser Doppelsterne verlängere. Wir müssen uns deshalb mit generellen und unvollkommenen Erwägungen zufrieden geben.

In erster Linie müssen wir erwägen, daß der Doppelstern Elektron-Positives Ion auf zwei verschiedene Weisen zerstört werden kann. Die Störung, die ein in die Nähe des Doppelsternes gelangendes Teilchen hervorruft, kann nämlich die endgültige Entfernung des Elektrons vom positiven Ion bedingen, oder im Gegenteil bewirken, daß dieses Elektron im Verein mit dem Ion ein neutrales Atom bildet. Wahrscheinlich wird der erstere Fall dann eintreten, wenn die Entfernung zwischen dem Elektron und dem Ion des Doppelsternes verhältnismäßig groß ist, und der zweite Fall dann, wenn diese Entfernung verhältnismäßig klein ist, und es wird einen bestimmten Wert für diese Entfernung geben, bei dem die Stabilität des Systemes am größten ist.

Dies vorausgeschickt, wollen wir der Einfachheit halber annehmen, daß sich das Elektron kreisförmig um das Ion in einer merklich normal zur Richtung des Magnetfeldes liegenden Ebene bewege, daß diese Ebene also die Orientierung habe, bei welcher die Wirkung des Feldes wahrscheinlich am ausgeprägtesten ist. Dann wird auf das Elektron eine elektromagnetische Kraft wirken, deren Richtung in Richtung der Geraden liegt, die das Elektron mit dem Ion verbindet. Diese Kraft wird sich entweder zu der elektrischen Kraft addieren, oder sich von ihr subtrahieren, je nach dem Drehungssinne des Elektrons und nach dem Richtungssinne der magnetischen Kraft. Im ersteren Falle, der dann verwirklicht ist, wenn das Elektron in demselben Sinne kreist wie der elektrische Strom, von dem man sich das Magnetfeld herrührend denken kann, in diesem Falle wird die Stabilität des Systemes vergrößert werden und im zweiten Falle vermindert. Bei gleichem Halbmesser der Bahn des Elektrons nämlich (wenn wir beispielsweise annehmen, daß dieser Halbmesser einen Wert sehr nahe gleich dem habe, bei dem die Stabilität am größten ist) ist die Geschwindigkeit, die das Elektron besitzt, im ersten Falle größer, im zweiten kleiner als die, welche es bei Nichtvorhandensein des Magnetfeldes besitzen würde, und das Elektron wird im ersten Falle weniger leicht, im zweiten Falle dagegen leichter aus seiner Bahn abgelenkt werden.

Derartige Betrachtungen erhalten eine bestimmtere Gestalt, wenn man leichte Rechnungen zu Hilfe nimmt, die durch einige berechtigte beschränkende Hypothesen ermöglicht werden. Setzt man das Ion als unbeweglich voraus, und nimmt man an, daß in einem gegebenen Augenblicke ein senkrecht zur Bahnebene des Elektrons gerichtetes Magnetfeld entsteht, so sind die Bewegungsgleichungen des Elektrons:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -h\frac{x}{r^3} - k\frac{dy}{dt},$$

1) Proc. Phil. Soc. Cambridge **14** (5), 545.

Digitized by Google

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -h\frac{y}{r^3} + k\frac{dx}{dt},$$

wo

$$r^2 = x^2 + y^2$$

ist, und wo x und y die Ordinaten des Elektrons in bezug auf Achsen sind, deren Anfangspunkt in dem Punkte liegt, den das positive Ion einnimmt. In diesen Gleichungen sind weiter h und k zwei Konstanten, von denen die erste von den Ladungen $+e$ des Ions und des Elektrons und von der Masse m des Elektrons abhängt, die zweite von e, von m und von der magnetischen Feldstärke, der sie sogar proportional ist, und die wir als verhältnismäßig klein voraussetzen.

Diese Gleichungen lassen sich unschwer integrieren, besonders wenn man nach einer ersten Integration die Polarkoordinaten r und ϑ einführt, die durch

$$x = r\cos\vartheta$$
$$\text{und } y = r\sin\vartheta$$

gegeben sind. Ich will mich hier darauf beschränken, einige der Formeln anzugeben, zu denen man dabei gelangt [1]).

Bevor das Magnetfeld vorhanden ist, also wenn $k = 0$ ist, ist die Bewegung des Elektrons identisch mit der Bewegung eines Planeten um die Sonne, sofern wir die Fälle einer hyperbolischen oder parabolischen Bewegung ausschließen. Die Bahn verändert sich aber naturgemäß, sobald in einem gegebenen Augenblicke das Magnetfeld erregt wird. Diese Änderung erfolgt in der Weise (wenn der Sinn, in dem die magnetische Kraft wirkt, derselbe ist, wie wir in den Formeln angenommen haben), daß die größte Entfernung vom Ion, in welche das Elektron im Laufe seiner Bewegung gelangt, kleiner wird als vor der Erregung des Feldes, und daß dasselbe bezüglich der kleinsten Entfernung erfolgt. Der größte und der kleinste Wert für r werden nämlich durch die Formel

$$r = \frac{1}{1+\alpha B}\{A + \sqrt{A^2 - B^2} + \alpha B(\alpha B r_0^2 - B^2 + r_0^2)\}$$

gegeben. In dieser Formel ist r_0 der Wert von r in dem Augenblicke, wo das Feld erregt wird; A und B sind die große und die kleine Halbachse der Ellipse, welche das Elektron durchläuft, bevor das Feld in Wirksamkeit tritt; α ist eine Konstante, die zu k und somit zur Feldstärke proportional ist.

Bemerken wir, daß für $\alpha = 0$, das heißt, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist, der höchste Wert für r gleich $A + \sqrt{A^2 - B^2}$ und der kleinste Wert gleich $A - \sqrt{A^2 - B^2}$ ist, so können wir aus der vorstehenden Formel folgende Schlüsse ziehen:

Wenn wir den Fall ausnehmen, daß $r_0 = A + \sqrt{A^2 - B^2}$ ist, und in welchem die Formel eben diesen Wert als Höchstwert von r ergibt, und wenn wir den Fall ausnehmen, daß $r_0 = A - \sqrt{A^2 - B^2}$ ist, und in welchem die Formel eben diesen Wert als Mindestwert von r ergibt, so ist sowohl der Höchstwert von r als auch sein Mindestwert kleiner als $A + \sqrt{A^2 - B^2}$ bzw. $A - \sqrt{A^2 - B^2}$, also kleiner als der Höchstwert bzw. der Mindestwert von r für $\alpha = 0$.

Die Wirkung, die das Feld hervorbringt, besteht also darin, das Elektron dem Ion zu nähern. Da das Feld die höchste Entfernung vermindert, so wird die Möglichkeit einer Zerstörung des Doppelsternes durch Entfernung des Elektrons verringert; aber der Umstand, daß die Mindestentfernung durch das Feld gleichfalls verringert wird, führt nach unseren voraufgegangenen Ausführungen zu einem entgegengesetzten Schlusse. Da indessen im allgemeinen die Verringerung des Höchstwertes von r ausgeprägter ist als die Verringerung seines Mindestwertes, so wird es begreiflich, daß im allgemeinen die überwiegende Wirkung des Feldes darin bestehen wird, dem Doppelsterne eine gewisse Beständigkeit zu verleihen. Nur wenn wir zu Magnetfeldern von sehr großer Stärke übergehen, wird sich die umgekehrte Wirkung zeigen können.

Wie wir weiter unten sehen werden, habe ich eine Erscheinung beobachtet, die mit dieser Voraussage im Einklang steht, nämlich das Verschwinden der magnetischen Strahlen in einem Magnetfelde von großer Intensität.

Es war nicht uninteressant, sich die Gestalt der Bahn des Elektrons im Magnetfelde klar zu machen. Die Gleichung dieser Kurve wird durch

$$\vartheta = \arccos\frac{B^2 - Ar}{r\sqrt{A^2 - B^2}} \pm \alpha(R - R_0)$$

ausgedrückt, wenn wir der Kürze halber

$$P^2 = -B^2 + 2Ar - r^2,$$

$$Q = \frac{1}{P(A^2 - B^2)}\{Ar(B^2 - r_0^2) - B^2(B^2 + r_0^2) + 2A^2 r_0^2\},$$

$$R = -A\arcsin\frac{A - r}{\sqrt{A^2 - B^2}} - P + Q$$

setzen und übereinkommen, mit P_0, Q_0, R_0 die Werte zu bezeichnen, die P, Q, R annehmen, wenn wir r durch r_0 ersetzen. Von den beiden Vorzeichen vor dem letzten Gliede der Gleichung für die Bahn müssen wir das obere oder das

1) Wegen der Entwicklung der Rechnungen siehe: Mem. R. Acc. di Bologna, 14. November 1909.

Digitized by Google

untere nehmen, je nachdem der Wert ϑ_0 von ϑ in dem Augenblicke, wo das Magnetfeld erregt wird, kleiner oder größer ist als 180^0.

Der Wert der vorstehenden Formel liegt darin, daß wir mit ihrer Hilfe Punkt für Punkt die Bahn zugleich mit der Ellipse konstruieren können, also mit der ursprünglichen Bahn, die das Elektron durchlief, als das Magnetfeld noch nicht wirkte, und zwar, wenn wir A, B, r_0, α beliebige Werte beilegen. Wir erhalten dann eine Zeichnung, in der die beiden Bahnen einander gegenübergestellt sind, und zwar in beliebigem Maßstabe. Dabei sind die Unsicherheiten vermieden, denen man in analogen Fällen begegnet, wo man für e, m, und vor allen Dingen für r, wahrscheinliche Werte annehmen muß. Der Vorteil, den wir somit erzielen, ist die Folge davon, daß wir A und B an Stelle von m und e in die Formel eingeführt haben sowie des Umstandes, daß es nicht sowohl auf die absolute Dimension der Bahn ankommt, als vielmehr auf ihre Gestalt und ihre Größe im Verhältnis zur Gestalt und Größe der ursprünglichen Ellipse.

Aus den zahlreichen Zeichnungen, die ich angefertigt habe, geht soviel hervor, daß die neue Bahn sehr jener ähnelt, die man für das schwingende Elektron in der Theorie des Zeemanphänomens findet.

Man kann sich eine Vorstellung von der gesuchten Bahn auch auf andere Weise bilden, wenn man nämlich die Kurve der Gleichung

$$\vartheta_1 = \arccos \frac{B^2 - Ar}{r\sqrt{A^2 - B^2}} + \alpha (Q - Q_0)$$

zeichnerisch darstellt.

Man erkennt, daß diese Bahn sehr wenig von der ursprünglichen Ellipse abweicht. Angenommen nun, daß das Elektron die Bahn nach einem Gesetze durchläuft, welches durch eine bestimmte Formel ausgedrückt wird, die wir hier nicht anzugeben brauchen, brauchen wir uns nur zu denken, daß gleichzeitig diese Kurve in ihrer eigenen Ebene um den von dem Ion eingenommenen Brennpunkt der Ellipse kreise, und zwar mit der Winkelgeschwindigkeit $\frac{1}{2}k$. Dann wird die tatsächliche Bewegung des Elektrons genau wiedergegeben. Auch hier zeigt sich wieder eine gewisse Analogie mit dem Falle des Zeemanphänomens. Wir können noch hinzufügen, daß die Periode T der Bewegung des Elektrons auf dieser Kurve, die ich als kreisende Bahn bezeichne,

$$T = T_0 (1 - 3 \alpha B)$$

ist, wo T_0 die Periode vor Erregung des Feldes ist; ferner, daß die von dieser Kurve umschlossene Fläche

$$s = \pi A B \left[1 - \frac{\alpha}{B}(r_0^2 + 3B^2)\right]$$

offenbar kleiner ist als die Fläche der Ellipse. Es ist kaum nötig, zu bemerken, daß die sämtlichen angegebenen Folgerungen sich in die gegenteiligen verwandeln, wenn wir uns die Bewegung des Elektrons auf der Ellipse oder auch die Feldrichtung umgekehrt denken.

4. Die hauptsächlichen Gründe, welche die Hypothese von der Existenz neuartiger Strahlen rechtfertigen, hat Villard im Verfolg seiner bekannten Versuche formuliert. Villard weist zunächst darauf hin, daß das Plückersche Lichtbündel dann plötzlich aufzutreten pflegt, wenn man unter allmählicher Steigerung der magnetischen Feldstärke einen gewissen Wert erreicht. Diese Eigentümlichkeit würde sich schwer erklären lassen, wenn diese Erscheinung nichts anderes wäre als die Fortsetzung der Erscheinung der Kathodenstrahlen unter stufenweiser Änderung ihrer Gestalt.

Ein weiterer Grund besteht nach Villard darin, daß diese angenommenen neuartigen Strahlen keine elektrischen Ladungen mit sich führen. Dieser Umstand würde genügen, um uns die bisher angenommene Erklärung aufgeben zu lassen und uns zur Annahme der neuen Strahlen zu zwingen; aber leider ist dieser Umstand, nach Villards eigenem Urteil, nicht genügend sicher erwiesen.

Andere und bessere Beweise hatten wir bislang nicht, denn gewisse angebliche unterscheidende Merkmale, beispielsweise die Ablenkung der Magnetokathodenstrahlen mit Hilfe eines elektrostatischen Feldes in solchem Sinne, daß sie an eine neue, der Laplaceschen reziproke Kraft denken ließ, konnten als solche nicht angesehen werden. Diese Ablenkung kann man sich nämlich, wie Fortin [1]) dargetan hat, einfach mit Hilfe der Kathodenstrahlen erklären.

Gewichtigere Gründe zugunsten des Vorhandenseins der neuartigen Strahlen ergeben sich aus meinen Versuchen, auf die ich kurz hinweisen will. Zuvor muß ich jedoch etwas eingehender erklären, woher es aller Wahrscheinlichkeit nach kommt, daß sich im Verlaufe einer Entladung im Magnetfelde die kreisenden Doppelsterne Elektron — Positives Ion im Innern des Kathodenstrahlenbündels bilden, wie sie sich bewegen, und wie sie, obwohl sie sich beständig erneuern, den Kathodenstrahlen die neuen Eigenschaften verleihen, um derentwillen wir sie als Strahlen von neuer und abweichender Struktur ansehen müssen.

---

1) C. R., 20. Juni 1904.

Digitized by Google

Nach der Theorie der Entladung, wie sie heute allgemein angenommen wird, ionisieren die von der Kathode ausgehenden Elektronen durch ihren Stoß das Gas, und zwar hauptsächlich in dem leuchtenden Gebiete, das die zweite negative Schicht ausmacht, und dann weiterhin in der positiven Lichtsäule. Nach dem bereits Ausgeführten werden jedoch die in Bewegung befindlichen Elektronen nicht immer zur vollständigen Spaltung der Atome Anlaß geben, sondern zuweilen zur Bildung der kreisenden Systeme Elektron-Positives Ion. Wenn sich weiter die Elektronen positiven Ionen nähern, so kann nicht nur die Neubildung neutraler Atome eintreten, sondern auch die Bildung der gewohnten Doppelsterne. Insbesondere durch diejenigen unter den Elektronen, die nicht allzu große Geschwindigkeiten besitzen, wird die Bildung solcher Doppelsterne veranlaßt werden. Die Existenz der rückläufigen positiven Strahlen, das heißt positiver Ionen, die in demselben Sinne wandern wie die Kathodenstrahlen, bildet eine weitere Tatsache, die offenbar die Bildung der kreisenden Systeme begünstigt, die natürlich eine translatorische Bewegung in demselben Sinne beibehalten werden, wie ihn die freien Elektronen besessen hatten.

Da das Magnetfeld das vergängliche Dasein jener kreisenden Doppelsterne verlängert, die in dem mehrfach definierten Sinne orientiert sind, und zwar so, daß das Elektron in demselben Sinne um das Ion kreist wie der dem Felde äquivalente Strom, so werden nur diese ihr Dasein zu erkennen geben und die magnetischen Strahlen bilden.

Man kann nicht annehmen, daß ein Doppelstern Elektron-Positives Ion, der sich einmal unter den Bedingungen größter Stabilität gebildet hat, einen langen Weg durchlaufen und dabei intakt bleiben könne.

Während also ein Kathodenstrahl die Bahn eines bestimmten Elektrons sein kann, ist nicht anzunehmen, daß ein magnetischer Strahl durch die translatorische Bewegung eines bestimmten kreisenden Doppelsternes gebildet werde. Wir müssen vielmehr annehmen, daß ein bestimmter Doppelstern eine sehr kurze Dauer habe, aber durch einen anderen ersetzt werde, der sich gleich darauf gebildet hat, sei es nun aus den Elementen des ersten, sei es mit einem anderen Ion oder mit einem anderen Elektron. Das müssen wir nicht nur wegen der geringen Beständigkeit der Doppelsterne annehmen, sondern auch deshalb, weil das Feld, zumal wenn es gekrümmte Kraftlinien hat, die Bewegung des Elektrons relativ zum Ion in solchem Sinne zu verändern strebt, daß sie für die Beständigkeit des Systems immer weniger günstig wird.

Die auffallendste Eigentümlichkeit des Plückerschen Lichtbündels, nämlich die Eigentümlichkeit, sich in Richtung der magnetischen Kraftlinien auszubreiten, läßt sich mit Hilfe der alten Theorie erklären, und zwar unabhängig von den hypothetischen Doppelsternen Ion-Elektron. Die von mir aufgestellte Theorie erweist sich als notwendig, wenn wir uns die übrigen Eigenschaften dieses Lichtbündels erklären wollen, wie sein plötzliches Auftreten, das Mitführen einer kleineren Menge negativer Elektrizität, u. a. m. Diese Theorie behauptet nur, daß die Elektronen auf ihrem Wege längs merklich schraubenförmiger und um die magnetischen Kraftlinien gewundener Bahnen nicht immer frei bleiben, sondern sich auf Augenblicke mit positiven Ionen vereinigen, die sie mit sich fortreißen, und dadurch die geschilderten kreisenden Doppelsterne hervorrufen.

5. Der erste Weg, den ich bei meinen Untersuchungen verfolgte, war der, die Ladungen zu untersuchen, welche das Plückersche Lichtbündel, oder, wie ich von jetzt ab sagen will, das magnetische Strahlenbündel, mit sich führt. Dadurch wollte ich natürlich sehen, ob sich das von Villard vermutete überaus wichtige Ergebnis sicher erweisen ließe.

Eine zylindrische Entladungsröhre wird so angeordnet, daß ihre Achse in der Verlängerung der Achse einer großen, zur Erregung des Magnetfeldes dienenden Spule liegt. Die an einem der beiden Enden der Röhre angebrachte Kathode wird dicht an der Spule angeordnet, während sich am anderen Ende ein Faradaykäfig befindet, also eine Anordnung ähnlich, wie sie Perrin und nach ihm J. J. Thomson angewandt haben, um die seitens der Kathodenstrahlen mitgeführten Ladungen aufzufangen.

Die Anode befindet sich dann am Ende einer in der Nähe der Kathode an die Röhre angeschmolzenen Ansatzröhre.

Das Ergebnis meiner zahlreichen Versuche war folgendes: Die von den Kathodenstrahlen mitgeführte Ladung wird kleiner, wenn man die Spule mittels eines Stromes von hinreichender Stärke erregt. Bei weiterer Steigerung der Stromstärke gelangt man dann dahin, die in den Faradayschen Käfig transportierte Ladung fast gleich null zu machen. Bei diesem Versuche wurde die Leitfähigkeit berücksichtigt, welche die Luft in der Entladungsröhre infolge ihrer Ionisierung annimmt. Er erschien mir daher durchaus beweisend. Kürzlich habe ich indessen festgestellt[1]), daß das Magnetfeld diese

1) Rend. della R. Acc. di Bologna, 16. Januar 1910.

Digitized by Google

Ionisierung verstärkt. Da ich nun bisher nicht imstande gewesen bin, den von diesem Phänomen herrührenden Effekt, an den ich früher nicht gedacht hatte, von dem Effekte zu trennen, den ich nachweisen wollte, so bleibt das Ergebnis des beschriebenen Versuches abermals zweifelhaft.

6. Ich habe die Konstruktion der Entladungsröhre in leicht verständlicher Weise so verändert, daß ich in ihrem Innern ein Kanalstrahlenbündel erhielt, das sich längs der Röhrenachse in der Richtung von der Spule nach dem Ende zu fortpflanzte, wo sich der zur Aufnahme der von ihnen mitgeführten Ladung bestimmte Faradaykäfig befand. Ich erhielt beständig folgendes Ergebnis: Ohne das Magnetfeld sammelt sich eine positive Ladung an; mit dem Magnetfelde aber wird die gesammelte Ladung kleiner und nimmt mit wachsender Feldstärke weiter ab.

Das scheint darauf hinzudeuten, daß sich infolge der Vereinigung eines Teiles der in den Kanalstrahlen enthaltenen positiven Ionen mit Elektronen, die durch die Ionisation der Atome oder aus anderen Ursachen entstehen, magnetische Strahlen bilden. Im Gegensatze zu dem im fünften Abschnitte beschriebenen erscheint der hier besprochene Versuch beweisend; ich habe nämlich kürzlich festgestellt (s. a. a. O.), daß das Magnetfeld die Ionisierung der Luft in dem von den Kanalstrahlen durchlaufenen Gebiete nicht verstärkt, sondern sie vielmehr verringert.

7. Ich verfolgte dann eine andere Richtung und untersuchte das Verhalten der magnetischen Strahlen, wenn sie sich in Richtung abnehmender magnetischer Feldstärke fortpflanzen. Diese Untersuchung bot insofern Interesse, als die relative Beständigkeit der kreisenden Doppelsterne auf diesem Wege gleichfalls allmählich abnehmen muß und schließlich sogar dort nicht mehr vorhanden sein muß, wo die Feldstärke null oder nur noch sehr gering ist. Daher wird das Auftreten gewisser Erscheinungen wahrscheinlich, die durch das Freiwerden der Elektronen und besonders der positiven Ionen bei der Zerstörung der kreisenden Doppelsterne hervorgerufen werden.

Ich verwandte anfänglich zylindrische Entladungsröhren in der bisherigen Anordnung, deren Kathode sich an dem der Spule zunächst gelegenen Ende befand, während die Anode am abgekehrten Ende lag. Ich erhielt jedoch Erscheinungen, die kein großes Interesse boten. Ich bemerkte indessen, daß im allgemeinen das Feld die Ausdehnung des dunklen Raumes unter Verkürzung der positiven Säule vergrößerte.

Diese Erscheinung war auf Grund der aufgestellten Theorie vielleicht vorherzusehen. Sie beruht nämlich wahrscheinlich darauf, daß die Elektronen, die von der Kathode gegen die Anode hin wandern, und deren Aufgabe es ist, das Gas zu ionisieren, daß diese Elektronen, ehe sie die zur Ionisierung notwendige Geschwindigkeit erlangen, einen längeren Weg zurücklegen müssen, wenn sie während eines Teiles ihrer Bewegung mit positiven Ionen vereinigt gewesen sind.

Weiter habe ich eine Verringerung des Entladungspotentiales durch das Feld festgestellt. Was aber besonders interessant ist, das ist die Tatsache, daß sowohl diese wie die vorige Erscheinung sich umkehren, wenn man die Magnetfeldstärke über einen gewissen Wert hinaus steigert. Ich erhielt somit die erste Andeutung für eine Tatsache, die ich später streng beweisen konnte, und wonach ein zu starkes Feld ein Hindernis für das Bestehen der kreisenden Doppelsterne bildet.

8. Überlegt man, welchen Einfluß ein elektrostatisches Feld auf die Beständigkeit der Doppelsterne Elektron-Positives Ion ausüben kann, so kann man sich leicht davon überzeugen, daß ein solcher Einfluß vorwiegend dieser Beständigkeit entgegenwirkt. Diese Erwägung führte mich dazu, die Anode von ihrem Platze zu entfernen und sie, wie bei dem im Abschnitt **5** beschriebenen Versuche, in einer seitlichen Abzweigung der Entladungsröhre anzuordnen, so daß sich die magnetischen Strahlen frei in einem Raume entwickeln konnten, in dem das elektrostatische Feld schwach, wenn nicht gar null war. So entstanden die Röhren von der Gestalt der Fig. 1, die mich zu sehr interessanten Erscheinungen führten [1]). Wie man sieht, ist die Kathode C (eine kleine, von einem Glasröhrchen umgebene Scheibe) in der Röhrenachse nahe an der zur Erzeugung des Magnetfeldes dienenden Spule R angeordnet, während sich die Anode A in dem seitlichen Ansatz befindet.

Wenn durch die Spule R kein Strom fließt und die Luft in der Röhre den geeigneten Verdünnungsgrad [2]) hat, so erscheint in dem seitlichen Ansatz A die geschichtete positive Säule, während von dem die Kathode umgeben-

1) Solche Röhren werden jetzt von Richard Müller-Uri in Braunschweig geliefert. Sehr zweckmäßig sind die großen Formate von ungefähr 1 m Länge und 10 cm Durchmesser.

2) Der beste Verdünnungsgrad ist je nach den Abmessungen der Röhre, der Entladungsstromstärke usw. verschieden. Ich verweise wegen der diesbezüglichen Angaben, wie auch wegen aller Angaben über die Apparate zur Lieferung des Entladungsstromes, über die Meßapparate usw., auf die bereits genannten Veröffentlichungen.

Digitized by Google

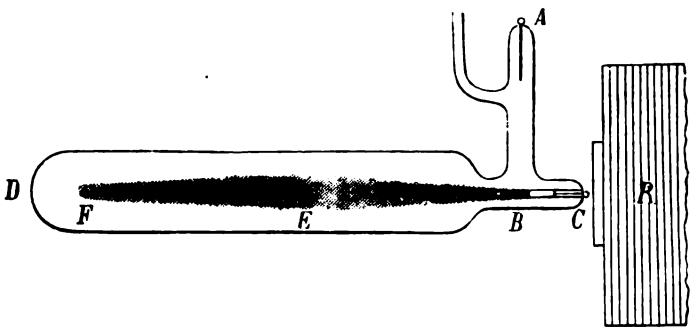


Fig. 1.

den Röhrchen ein Lichtbüschel ausgeht, das die Merkmale der Kathodenstrahlen aufweist [1]). Wenn man nun die Spule erregt, so wird die positive Säule abgelenkt und erscheint gewissermaßen gegen die Wand gedrückt, während das von der Kathode ausgehende Bündel länger und heller wird und die Merkmale der magnetischen Strahlen annimmt. Seine Helligkeit nimmt allmählich ab, je weiter man sich von der Kathode entfernt, bis zu einem Gebiete E, wo es nicht mehr sichtbar ist. Aber noch weiter hinaus zeigt sich eine neue Erscheinung, nämlich eine Lichtsäule EF von der Farbe und den Eigenschaften einer positiven Säule.

Wenn man die Feldstärke steigert, so entfernen sich die Gebiete E und F weiter und weiter von der Spule. Wenn aber die Röhre lang genug ist, und wenn es möglich ist, die Feldstärke hinreichend zu steigern, so tritt der Fall ein, daß die ganze Erscheinung wieder kürzer wird, so daß man unter günstigen Verhältnissen erreichen kann, der Röhre wieder ein ähnliches Aussehen zu verleihen, wie sie zeigte, als das Feld nicht vorhanden war [2]). Daraus ergibt sich, daß die Gegenwart eines Magnetfeldes von einer Feldstärke oberhalb eines gewissen Mindestwertes zwar nötig ist, damit die beschriebenen Erscheinungen entstehen, daß diese aber wieder verschwinden, wenn die Feldstärke einen zweiten oberhalb des ersten gelegenen Wert überschreitet.

Daß das magnetische Strahlenbündel länger wird, wenn man, nachdem es sich gezeigt hat, die Feldstärke erhöht, findet seine natürliche Erklärung in der Tatsache, daß sich gleichzeitig das Gebiet, in dem die magnetische Kraft kaum hinreichend ist, um den kreisenden Doppelsternen Elektron-Positives Ion einige Beständigkeit zu verleihen, daß sich gleichzeitig dieses Gebiet notwendigerweise immer weiter von der Spule entfernt befindet. Villard betrachtete diese Verlängerung als Wirkung einer an den Strahlen wirksamen bewegenden Kraft, die von dem Felde herrühre; die vorstehende Erklärung ist jedoch hinreichend. Allerdings besteht tatsächlich, wie weiter oben nachgewiesen wurde, eine Kraft, welche die Doppelsterne gegen das Gebiet zu tragen strebt, wo das Feld eine geringere Stärke hat, und diese Kraft wird vielleicht zu dem geschilderten Effekte beitragen können.

Bevor ich die Versuche beschreibe, die ich zur Untersuchung der neuartigen Leuchterscheinung angestellt habe, will ich das Ergebnis meiner Messungen über das Entladungspotential [1]) mitteilen. In der Hauptsache kann man sagen, daß man bei allmählicher Steigerung der Magnetfeldstärke von null an zuerst eine langsame und allmähliche Steigerung des Entladungspotentiales (der Potentialdifferenz zwischen den beiden Elektroden der Röhre) beobachtet; dann zeigt sich aber plötzlich eine schnelle und beträchtliche Steigerung. Gerade in diesem Augenblick erfolgt die Umwandlung der Kathodenstrahlen in magnetische Strahlen. Setzt man die Erhöhung der Feldstärke weiter fort, so kommt ein Augenblick, in dem das Entladungspotential schnell abnimmt; danach fängt es von neuem an, langsam anzusteigen wie in der ersten Phase. Die eben angedeutete schnelle Abnahme wird begleitet von einem Schwächerwerden mit darauffolgendem Verschwinden der magnetischen Strahlen, wobei die Lichterscheinung in der Röhre dann ungefähr das Aussehen wieder annimmt, das sie vor der Erregung des Feldes gehabt hatte.

1) In Wirklichkeit sieht man innerhalb des Röhrchens, das die Kathode umgibt, nicht nur die erste negative Schicht, sondern auch den dunklen Kathodenraum; das beschriebene Lichtbündel ist daher vielleicht als eins von denen anzusehen, die sich in Entladungsröhren mit einer Einschnürung bilden.

2) In Wirklichkeit bildet sich hinter der Kathode eine neue, noch nicht untersuchte Leuchterscheinung.

1) Lincei Rend., 5. Juni 1909.

Digitized by Google

Man kann sich somit, ohne die Röhre zu beobachten, einfach durch Verfolgung der Änderungen des Entladungspotentiales ein Urteil über das Vorhandensein der magnetischen Strahlen bilden.

Die beiden kritischen Werte der magnetischen Feldstärke, das heißt der Wert, bei dem die magnetischen Strahlen anfangen, und jener, bei dem sie verschwinden, ebenso die mehr oder minder große Schnelligkeit, mit der diese Veränderungen vor sich gehen, sind von zahlreichen Umständen abhängig, und zwar hauptsächlich von der Gestalt und den Abmessungen der Entladungsröhre, vom Druck des in der Röhre enthaltenen Gases, von der Stromstärke in der Röhre, u. a. m.

Meistens tritt der Fall ein, daß man nur eine der beiden Erscheinungen feststellen kann, nämlich entweder das Erscheinen der magnetischen Strahlen oder ihr Verschwinden. Es kann beispielsweise vorkommen, daß man bis hinab zu den geringsten Feldstärken die magnetischen Strahlen erhält, und daß sie so allmählich erscheinen, daß man keinen Wert für die kritische Mindestfeldstärke anzugeben vermag. Dann kann man leicht den zweiten kritischen Wert für die Feldstärke erreichen und das plötzliche Verschwinden der magnetischen Strahlen beobachten. Oder umgekehrt: Diese Strahlen treten plötzlich bei beträchtlicher Feldstärke auf, und dann ist die Feldstärke, die ihr Verschwinden bedingt, praktisch nicht erreichbar.

9. Zuweilen läßt die Entladungsröhre einen schwachen hohen Ton hören, dessen Tonhöhe indessen mit zunehmender Feldstärke abnimmt. Diese Erscheinung ist ein Zeichen und ein Maß für das Intermittieren des Entladungsvorganges. Man braucht nur die Röhre in einem rotierenden Spiegel zu beobachten, um festzustellen, daß ohne Feld der Strom in der Röhre kontinuierlich ist oder zu sein scheint, daß er dagegen, wenn das Feld wirkt, unzweifelhaft intermittiert und eine mit der magnetischen Feldstärke wachsende Periode hat.

Diese Tatsache und die zuvor erwähnte (die Zunahme des Entladungspotentiales) kann man auf Grund der aufgestellten Theorie folgendermaßen zu erklären versuchen: Da die Elektronen, die sich von der Kathode entfernen, durch ihre Vereinigung mit positiven Ionen ihrer Aufgabe, das Gas zu ionisieren, nicht gerecht werden, so ergibt sich hieraus eine Verlangsamung des Fortpflanzungsprozesses der Elektrizität in der Röhre und aus dieser weiter eine Zunahme der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden. Infolgedessen nimmt das elektrostatische Feld an Stärke zu, und das beeinträchtigt die Beständigkeit der Doppelsterne. In einem gewissen Augenblicke hört daher die zeitweise teilweise Unterbrechung des gewöhnlichen Entladungsvorganges auf, und die Entladung verläuft frei, worauf sich dann dasselbe Wechselspiel wiederholt.

10. Zur Erforschung der Leuchterscheinungen, die in den Röhren von der beschriebenen Gestalt (Fig. 1) auftreten, erschien es mir zweckmäßig, zu untersuchen, wie sich diese Erscheinungen verändern, wenn man nach und nach den verschiedenen Gebieten der Röhre eine zweite Spule nähert, deren Achse auf der Achse des Apparates senkrecht steht. Wenn man die neue Spule dem Strahlenbündel BC nähert, so verändert dieses seine Gestalt entsprechend der veränderten Gestalt der Kraftlinien des Magnetfeldes. Wenn beispielsweise der der Röhre genäherte Pol mit dem an der Kathode angrenzenden Pole von R ungleichnamig ist, so krümmt sich das Strahlenbündel gegen die zweite Spule hin. Diese Erscheinung wird, wie bereits bemerkt, auch durch die bisher angenommene Theorie erklärt. Dies gilt aber nicht mehr für die folgende Eigentümlichkeit: Wenn die beiden Spulen von einem und demselben Strome durchflossen werden, und man die Stromstärke sehr stark erhöht, so kann man behaupten, daß sich die Feldstärke ändert, aber nicht die Gestalt der Kraftlinien. Es scheint nämlich nicht, als könne der Umstand einen wirklichen Einfluß haben, daß der Anteil der Eisenkerne an der Felderzeugung nicht in demselben Verhältnisse zunimmt wie der Anteil, der den Wicklungen der beiden Spulen zukommt. Nunwohl, wenn man so verfährt, so beobachtet man, daß sich das Bündel mehr gegen die seitliche Spule hin krümmt. Das führt zu der Annahme, daß die magnetischen Strahlen nicht genau, sondern nur annähernd den magnetischen Kraftlinien folgen. Diese Eigentümlichkeit ist ähnlich, und beruht vermutlich auf einer ähnlichen Ursache wie die, daß bei meinen Versuchen über den elektrischen Schatten in Luft unter gewöhnlichem Druck die Ionen nur annähernd den elektrischen Kraftlinien folgen.

Während das Strahlenbündel BE bis zum Anschlag an die Röhrenwand gekrümmt wird, erscheint gewöhnlich ein neues, schwach leuchtendes Bündel, welches eine Reflexion der magnetischen Strahlen darstellt. Auf die Erscheinungen dieser Art werde ich weiter unten hinweisen.

Weiterhin wird die Lichtsäule EF blaß oder verschwindet. Wenn jedoch die Röhre einen weiten Ansatz von solcher Neigung trägt, daß das gekrümmte magnetische Strahlenbündel

Digitized by Google

gegen diesen hin gerichtet ist, so bildet sich die Säule EF so hell wie bisher, aber nicht in der Hauptröhre, sondern in der neuen Ansatzröhre.

11. Ein ganz anderes Ergebnis erhält man, wenn man den Magnet der Röhre zwischen E und F nähert. Vor allen Dingen ist zu bemerken, daß die Säule EF bei den langen Röhren, die ich benutzt habe, beinahe außerhalb des von der Spule R erzeugten Magnetfeldes liegt, oder daß zum mindesten das von der seitlichen Spule herrührende Feld bei weitem überwiegt.

Dies vorausgeschickt, beobachtet man folgende Erscheinungen: Wenn die bewegliche Spule E gegenüber steht, oder etwas weiter hinaus, so sieht man, wie sich die Lichtsäule, die das Aussehen der positiven Säule hat, gegenüber dieser Spule deformiert und dabei in einer zur Achse dieser Spule senkrechten Ebene bleibt. Wenn man dann die Spule immer weiter nach F hin verschiebt, so sieht man, wie diese Deformation schwächer wird, bis sie durch eine Verdoppelung der Lichtsäule vernichtet, oder vielmehr ersetzt wird. Rückt man schließlich die Spule noch weiter nach F hin, so deformiert sich die Lichtsäule vor der Spule im entgegengesetzten Sinne wie vorher. Diese Ergebnisse lassen sich folgendermaßen ausdrücken: Das Verhalten der Lichtsäule EF ist so, wie man es an der positiven Säule einer Entladungsröhre mit Kathoden an den Enden und mit einer Anode in einem gewissen Gebiete zwischen E und F beobachten würde. Diese unsichtbare Anode, die an einer gewissen Stelle auf der Verlängerung des magnetischen Strahlenbündels vorhanden zu sein scheint, wenn das Magnetfeld erregt ist, diese unsichtbare Anode nenne ich virtuelle Anode.

Dieses Ergebnis, das den Hoffnungen entspricht, die ich bei Inangriffnahme der einschlägigen Versuche hegte, läßt sich folgendermaßen erklären: Die positiven Ionen und die Elektronen, die längs des magnetischen Strahlenbündels infolge der beständigen Zerstörung der Doppelsterne Elektron-Positives Ion frei geworden sind, gehen nicht alle in die Bildung neuer Doppelsterne ein; vielmehr müssen viele von ihnen, zumal in den weniger nahe an der Spule R gelegenen Gebieten, frei bleiben. Dies wird besonders dort eintreten, wo die magnetischen Strahlen, da sie ein Gebiet erreicht haben, in welchem die Feldstärke zu gering ist, endgültig aufhören, sichtbar zu sein. Diese frei gebliebenen Elektronen und Ionen werden sich vermöge ihrer Geschwindigkeit weiter bewegen, und zwar vorwiegend in derselben Richtung wie die Kathodenstrahlen, bis sie auf die Wandung oder auf die Gasmoleküle treffen und durch ihren Anprall gegen diese ihre lebendige Kraft teilweise verlieren werden. Die virtuelle Anode wird gerade von diesen positiven Ionen gebildet werden. Da nun, wie wir gesehen haben, der elektrische Vorgang in der Röhre intermittierend ist, so wird gerade während der Phase, in welcher die Erzeugung der magnetischen Strahlen unterbrochen ist, die Entladung der virtuellen Anode nach den beiden Richtungen hin erfolgen, nämlich gegen die eigentliche Kathode hin und gegen das Ende D der Röhre, wohin die freien Elektronen sich begeben haben werden. Die Stelle, welche die virtuelle Anode einnimmt, ist gerade die, an welcher sich die positiven Ionen in dem Augenblicke befinden, in welchem diese doppelte Entladung eintritt. Die Fig. 2 zeigt den eben beschriebenen Sachverhalt schematisch.

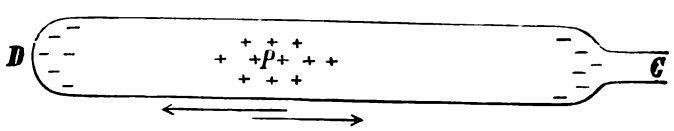


Fig. 2.

Wenn man den Gasdruck in der Röhre oder auch die Feldstärke verändert, so beobachtet man Wirkungen, die mit der im vorstehenden gegebenen Erklärung vollkommen im Einklang stehen. Es leuchtet nämlich ein, daß die Ionen, je dichter das Gas ist, um so schneller infolge der häufigeren Zusammenstöße ihre Geschwindigkeit verlieren werden, und daß sich demzufolge die virtuelle Anode um so weniger weit von der Kathode entfernt bilden wird. Die Erfahrung bestätigt diese Voraussage durchaus. Ebenso müssen diese positiven Ionen um so weiter gelangen, je stärker das Magnetfeld ist, weil dann die Doppelsterne in einem weiter von der Kathode entfernten Gebiete zu bestehen aufhören werden. Auch dies entspricht den Versuchsergebnissen.

Das Vorhandensein der virtuellen Anode und ihrer Lagenänderung, je nach dem Gasdruck und nach der Feldstärke, sind später durch Versuche anderer Art bestätigt worden[1]): Eine lange Röhre von der üblichen

1) Lincei Rend., 20. Juni 1909.

Digitized by Google

Form enthält eine längs der Röhrenachse bewegliche Sonde, die mit einer der Klemmen eines Galvanometers verbunden ist, dessen andere Klemme zur Erde abgeleitet ist. Oder die Röhre trägt längs einer ihrer Erzeugenden eine Anzahl von Sonden, die man eine nach der anderen mit dem Galvanometer verbinden kann. Mit diesen Versuchsanordnungen stellt man einen von der Röhre durch das Galvanometer zur Erde fließenden Strom fest, dessen Stärke groß wird, wenn die verwendete Sonde in die virtuelle Anode taucht.

12. Da sich unter dem Einflusse des Magnetismus die kreisenden Doppelsterne längs der Bahn der Kathodenstrahlen bilden, so dachte ich, daß sie sich ebenso auf dem Wege der Kanalstrahlen bilden könnten. Das Ergebnis, das ich bei den eigens zu diesem Zwecke angestellten und im Abschnitt **6** beschriebenen Versuchen erhalten habe, hat denn auch diese Ansicht bestätigt.

Es war indessen wünschenswert, diese magnetischen Strahlen auch sichtbar zu erhalten, und dieses Ziel suchte ich mit Hilfe geeigneter Entladungsröhren zu erreichen. In diesen Röhren, denen ich nach und nach verschiedene Gestalt gab, sitzt die Kathode ebenfalls nahe an der Spule und enthält in der Mitte ein kleines Loch von ungefähr einem Millimeter Durchmesser, von dem dann die Kanalstrahlen ausgehen. Was die Anode angeht, so war sie meist in das Ende eines Glasröhrchens eingeschmolzen, das in die axiale Bohrung der Spule eingeführt wurde und mit der Hauptröhre nur durch das erwähnte kleine Loch in Verbindung stand. Die beste Wirkung erhielt ich mit Röhren, deren außerhalb der Spule gelegener Teil birnenförmig war und einen großen Querschnitt hatte, und deren Kathode ein wenig schräg stand, so daß die Kanalstrahlen ein wenig gegen die Achse der ganzen Apparatur geneigt wurden.

Wenn das Magnetfeld nicht vorhanden ist, so sieht man das ein wenig gegen die Röhrenachse geneigte feine Kanalstrahlenbüschel. Sobald man aber die Spule erregt, ändert sich dieses Lichtbüschel in bezug auf Lage und Intensität zwar sehr wenig, aber gleichzeitig erscheint ein neues, lichtschwächeres Bündel von der gewöhnlichen Farbe der Kathodenstrahlen und der magnetischen Strahlen, das längs der Kraftlinien, also bei der benutzten Versuchsanordnung längs der Achse des Apparates, verläuft. Bei Annäherung eines Magnetpoles verändert das neue Lichtbüschel seine Gestalt und verhält sich wie ein Kathodenstrahlenbündel oder ein magnetisches Strahlenbündel.

Dieser Versuch hat jedoch einen viel geringeren Wert als der im Abschnitte **6** besprochene, insofern es sich um den Nachweis der Bildung der magnetischen Strahlen, gewissermaßen auf Kosten der Kanalstrahlen, handelt. Das fast unveränderte Bestehenbleiben des ursprünglichen Kanalstrahlenbündels, das eine Folge des Umstandes ist, daß die positiven Strahlen viel weniger ablenkbar sind als die Kathodenstrahlen, dieses unveränderte Bestehenbleiben könnte zu der Annahme führen, daß das Lichtbündel, das auftritt, wenn man das Feld erregt, und das durch einen seitlich genäherten Pol abgelenkt wird, zwar aus magnetischen Strahlen bestehe, daß diese aber, wenigstens vorwiegend, aus solchen positiven Ionen beim Auftreffen auf die Gasmoleküle gebildet werden, die von dem Loche in der Kathode ausgehen. Indessen, wenn das Ergebnis des letzten Versuches verschieden gedeutet werden kann, so glaube ich doch, daß die Bildung der magnetischen Strahlen aus den Kanalstrahlen in den Fällen nicht zweifelhaft sein kann, wo, wie bei dem im Abschnitte **6** erörterten Versuche, die Kanalstrahlen merklich einer geraden Kraftlinie folgen.

13. Während die Kathodenstrahlen an dem von ihnen getroffenen Glase die bekannte grüne Fluoreszenz erregen, rufen bekanntlich die Kanalstrahlen und die Strahlen positiver Ionen im allgemeinen ihrerseits eine gelbe Fluoreszenz hervor. Es war von Interesse, zu untersuchen, was für eine Fluoreszenz die magnetischen Strahlen hervorrufen, obschon a priori eine mit der von den Kathodenstrahlen hervorgebrachten identische Fluoreszenz vorauszusehen war, schon deshalb, weil meistens, wenn nicht immer, diese Strahlen, wenigstens teilweise, auch im Magnetfelde bestehen bleiben.

Verschiedene Forscher hatten gerade diese grüne Fluoreszenz dort beobachtet, wo das Plückersche Lichtbündel auf die Wand der Entladungsröhre trifft. Nach einer Reihe von Vorversuchen habe ich aber gefunden, daß die magnetischen Strahlen in gewissen Fällen beim Auftreffen auf das Glas an diesem eine gelbe Fluoreszenz hervorrufen, die identisch mit jener ist, welche die positiven Strahlen stets erzeugen. Im allgemeinen braucht man nur den Druck des Gases langsam zu verändern, um das Auftreten eines derartigen Effektes zwischen gewissen Grenzen für den Druck festzustellen. Wenn dieser Druck hinreichend verringert wird, so erscheint die grüne Fluoreszenz, welche schließlich die ihr voraufgegangene verdeckt. Dazu benutzt man zweckmäßig Röhren von der üblichen in Fig. 1 wiedergegebenen Gestalt, aber von sehr beschränkten Abmessungen.

Wie bei den Kanalstrahlen, so wird auch

Digitized by Google

bei den magnetischen Strahlen die gelbe Fluoreszenz heller, wenn man die dem zur Fluoreszenz erregten inneren Gebiete entsprechende Stelle der Außenwand mit einem Leiter oder mit einem Finger berührt. Ja, unter dem Finger zeigt sich das gelbe Licht fast immer, wenn in der Röhre magnetische Strahlen vorhanden sind, während das nicht mehr der Fall ist, wenn man das Magnetfeld ausschaltet.

Auch diese Erscheinung spricht zugunsten der von mir aufgestellten Hypothese, insofern als sie das Vorhandensein positiver Ionen in den magnetischen Strahlen anzuzeigen scheint.

14. Um diese Übersicht nicht übermäßig auszudehnen, will ich mich darauf beschränken, noch einige ganz kurze Angaben über einige andere der zahlreichen und verschiedenartigen Versuche hinzuzufügen, die ich im Zusammenhange mit den magnetischen Strahlen angestellt habe. Wegen der einschlägigen Einzelheiten verweise ich den Leser auf die Originalveröffentlichungen.

Wenn die magnetischen Strahlen ein Gebiet erreichen, wo die Feldstärke null oder sehr gering ist, so hören sie, wie wir nunmehr wissen, zu bestehen auf, das heißt, die kreisenden Doppelsterne zerfallen und setzen Elektronen und Ionen in Freiheit. Es gibt nun Fälle, wo diese Ionen und Elektronen unter Verfolgung ihrer Bahn von neuem in ein Gebiet gelangen, wo das Magnetfeld eine Stärke besitzt, die ausreichend ist, um die Doppelsterne beständig zu machen. Dann geschieht es, daß sich diese von neuem zeigen, oder mit anderen Worten, daß sich neue magnetische Strahlen, sozusagen aus den Trümmern der zerstörten, bilden.

Das kann man leicht verwirklichen, wenn man die Röhre zwischen zwei Spulen so anordnet, daß ihre Achsen mit der Röhrenachse zusammenfallen, und daß sie der Röhre zwei gleichnamige Pole zukehren. Offenbar hat in diesem Falle die Feldstärke an dem einen Ende der Röhre, wo sich die Kathode befindet, einen Höchstwert, nimmt dann bis zur Mitte der Röhre hin bis auf Null ab und von der Mitte nach dem anderen Röhrenende hin bis zu einem neuen Höchstwerte zu, aber in entgegengesetzter Richtung. Unter diesen Verhältnissen erscheint außer dem gewöhnlichen magnetischen Strahlenbündel, das von der Kathode auszugehen scheint und nicht bis zur Mitte der Röhre gelangt, ein zweites in der anderen Röhrenhälfte. Sehr lehrreich und eigenartig sind auch die Wirkungen, die eintreten, wenn man den verschiedenen Teilen des Apparates einen Magnetpol von gleichem oder entgegengesetztem Vorzeichen wie das der beiden Pole nähert, zwischen denen die Röhre angeordnet ist. Bei Entladungsröhren von gewissen Formen und bei Befolgung gewisser Vorsichtsmaßregeln erhält man sehr glänzende Wirkungen, von denen man sich selbst aus dem Anblick der betreffenden photographischen Abbildungen nur eine blasse Vorstellung machen kann.

Die Neubildung der kreisenden Doppelsterne, und damit die Bildung neuer magnetischer Strahlen, erfolgt auch, wenn die ursprünglichen auf andere Weise zerstört werden, beispielsweise weil sie auf ihrem Wege gegen eine Wand prallen.

Wie die gewöhnlichen Kathodenstrahlen, so können sich auch die sekundären Kathodenstrahlen in magnetische Strahlen umwandeln. Man braucht nämlich nur die Entladungsröhre von außen her zu berühren, während sich in der Nähe des berührten Punktes ein erregter Elektromagnet befindet, damit diesem Punkte gegenüber innerhalb der Röhre ein Lichtbündel von der Gestalt einer magnetischen Kraftröhre erscheint. Ebenso erhält man die Umwandlung in magnetische Strahlen bei den sekundären Kathodenstrahlen, die von einem festen Körper ausgehen, wenn dieser von den geradeswegs von der Kathode kommenden Strahlen getroffen wird. Die Versuche zum Nachweise dieser Erscheinungen können verschiedene Gestalt annehmen und zuweilen merkwürdige Wirkungen ergeben.

Besondere Erwähnung verdienen einige meiner Versuche, welche die Umwandlung solcher Kathodenstrahlen in magnetische Strahlen dartun, die sich an den Stellen bilden, wo die Entladungsröhre einen verjüngten Querschnitt zeigt, beispielsweise dann, wenn sie aus zwei weiten Räumen besteht, die miteinander nur durch ein kleines in einer Scheidewand vorgesehenes Loch in Verbindung stehen. Die für diese Versuche bestimmten Röhren hatten verschiedene Formen und gaben in manchen Fällen zu Nebenerscheinungen Anlaß, die Interesse verdienen.

Schließlich erhielt ich verwickeltere, aber immer mit Hilfe der von mir aufgestellten Theorie zu erklärende Erscheinungen, als ich vor den magnetischen Strahlen eine feste Scheibe aufstellte, die von ihnen getroffen wurde, besonders dann, wenn diese Scheibe die Entladungsröhre vollkommen von einem anderen Raume trennte, in dem sich gleichfalls ein verdünntes Gas befand, das oft unter anderem Drucke stand als das, in dem die Strahlen erzeugt wurden. Die Lichterscheinungen, die man jenseits der Wand, also in dem zweiten Raume des Apparates, beobachtet,

Digitized by Google

waren, wie gesagt, allgemein zu erklären, vorausgesetzt immerhin, daß man die Ladungen berücksichtigt, welche die Wand abzugeben oder aufzunehmen vermochte.

15. Durch die Gesamtheit der hier zusammengestellten Untersuchungen wird meines Erachtens die Hypothese der magnetischen Strahlen, wenn nicht bewiesen, so doch zum mindesten wahrscheinlich und annehmbar gemacht. Nach meinem Dafürhalten kann man sich ohne diese Hypothese, wenn man sich nur an die bisher allgemein angenommene Erklärung halten will, von einer Reihe von Tatsachen keine Rechenschaft geben: weder von dem Vorhandensein der virtuellen Anode in den Röhren der von mir allgemein benutzten Gestalt; noch insbesondere von dem Einfluß, den der Gasdruck und die Feldstärke auf die Stelle haben, an der sich die virtuelle Anode zeigt; weder von dem — oft sehr schnellen — Auftreten und insbesondere dem Verschwinden der Eigenschaften, (welche anscheinend die magnetischen Strahlen charakterisieren und sie von den Kathodenstrahlen unterscheiden), wenn man die magnetische Feldstärke allmählich steigert; noch schließlich vielleicht von der gelben Fluoreszenz, die das Plückersche Lichtbündel in gewissen Fällen an dem Glase erregt.

Wenn sich nun auch manche der von mir beschriebenen neuen Tatsachen mit Hilfe der alten Theorie deuten läßt, so ist doch die Erklärung, welche die von mir aufgestellte Theorie, — die ich hier zu verteidigen und zu stützen gesucht habe, — von diesen Tatsachen gibt, einfacher und ungezwungener.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Januar 1910.)

Über die Fortpflanzungsrichtung der von Röntgenstrahlen ausgelösten sekundären Kathodenstrahlen.

Von J. Herweg.

In einer Arbeit im Phil. Mag. (**16**, 933, 1908) haben Bragg und Madsen gezeigt, daß die von den γ-Strahlen des Radiums in festen Körpern ausgelösten sekundären β-Strahlen sich in der Richtung der auffallenden γ-Strahlen fortpflanzen, also vorwiegend aus der Rückseite des Körpers austreten.

Ähnliches gilt, wie kürzlich Stark[1]) experimentell bewiesen und Sommerfeld[2]) theoretisch berechnet hat, für die durch Bremsung von Elektronen ausgelösten Röntgenstrahlen. Das Intensitätsmaximum der von einer senkrecht zur Bahn der Kathodenstrahlen aufgestellten Kohlenantikathode ausgesandten Röntgenstrahlung liegt hinter der Antikathode.

Durch Kombination der Untersuchungen von Bragg und Stark lassen sich nun, vorausgesetzt, daß γ-Strahlen und Röntgenstrahlen identisch, die Erscheinungen an einer Kohleantikathode folgendermaßen darstellen: Wenn Kathodenstrahlen auf die Vorderseite einer Kohleantikathode fallen, so entsteht bei ihrer Bremsung eine Röntgenstrahlung, die sich vorwiegend nach der Rückseite ausbreitet. Diese Röntgenstrahlen nun lösen auf ihrem Wege durch die Antikathode sekundäre Kathodenstrahlen aus, die nach Bragg der Richtung der Röntgenstrahlen folgen. Das Intensitätsmaximum dieser sekundären Kathodenstrahlung müßte also ebenfalls hinter der Antikathode liegen. —

An einer Röntgenröhre mit Kohleantikathode, die ich zu meinen Versuchen über die Polarisation der Röntgenstrahlen benutzte, habe ich eine Erscheinung beobachtet, die diese Vermutung, die auch Stark in seiner ersten Arbeit[1]) ausspricht, zu bestätigen scheint. Es zeigt sich nämlich, daß die hinter der Antikathode liegenden Teile der Röhre durch zerstäubte Kohle stark geschwärzt sind, während die übrigen nur geringe Schwärzung aufweisen.

Nun ist ja bekannt, daß Zerstäubung und Kathodenstrahlung Hand in Hand gehen, man darf also wohl mit Recht den Schluß ziehen, daß die Schwärzung hervorgerufen ist durch die sekundären Kathodenstrahlen, die von den Röntgenstrahlen ausgelöst wurden.

Daß es sich bei der erwähnten Erscheinung wirklich um eine von der Antikathode ausgehende Strahlung handelt, scheint mir dadurch bewiesen, daß sich die hinter der Kohle befindliche Eisenfassung deutlich als durchsichtiger Fleck auf der Glaswand abhebt.

Aus der Lage des Maximums der Schwärzung, das nach Schätzung ungefähr 70^0—80^0 gegen die Bahn der Kathodenstrahlen verschoben ist, einen Schluß auf die Sommerfeldsche Theorie zu ziehen, erscheint mir nicht angängig, da erstens die Ebene der Antikathode selbst um 40^0 gegen die Bahn der Kathodenstrahlen geneigt und aus diesem Grunde die Sekundärstrahlung und die von ihnen bewirkte Schwärzung infolge der Absorption der Röntgenstrahlen in der Kohle unsymmetrisch verteilt ist, und da ferner nicht erwiesen, daß das Maximum

1) Diese Zeitschr. **10**, 902—913, 1909.
2) Diese Zeitschr. **10**, 969—976, 1909.

1) Diese Zeitschr. **10**, 902—913, 1909.

Digitized by Google

der Röntgenstrahlung und der durch sie ausgelösten Sekundärstrahlung zusammenfällt.

Greifswald, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Februar 1909.)

Über die Kanalstrahlen im parallelen elektrischen Feld.

Von J. Stark.

1. Einleitung.

Ein Kanalstrahlenbündel, das in einem verdünnten Gas durch den vor der Kathode liegenden Spannungsabfall erzeugt wird und durch Kanäle in der Kathode hinter dieser im Gas verläuft, enthält Teilchen, welche eine positive Ladung und eine Masse gleich derjenigen der Gasatome besitzen. Dies ist aus dem Vorzeichen und der maximalen elektrischen und magnetischen Ablenkung zu schließen, welche zuerst W. Wien[1]) und später J. J. Thomson[2]) an Wasserstoffkanalstrahlen beobachtet haben.

Nun haben W. Wien und J. J. Thomson weiter beobachtet, daß ein Teil eines Kanalstrahlenbündels gar keine oder eine kleinere elektrische und magnetische Ablenkung erfährt als jene Strahlen positiver Ionen.

Zur Erklärung dieser zuerst von W. Wien gemachten Beobachtung stellten G. Mie[3]) und ich vor längerer Zeit die Hypothese[4]) auf, daß in einem Kanalstrahlenbündel ein Teil der Strahlen nur auf einem Bruchteil des Weges im elektrischen oder magnetischen Feld positiv geladen, auf dem übrigen Teil neutral sei, daß also die Volumeneinheit eines Kanalstrahlenbündels sowohl positive wie neutrale Atomstrahlen enthalte. Insbesondere nahm ich an, daß aus positiven Strahlen dadurch neutrale Strahlen entstehen können, daß positive Strahlen auf ihrem Wege durch Anlagerung negativer Elektronen sich neutralisieren oder durch Stoß ihre Bewegungsgröße an ein neutrales Teilchen abgeben. Gelegentlich der Diskussion der vorstehenden Hypothese wies W. Wien[5]) auf folgende Annahme hin: „Wenn wir die Hypothese der Herren Stark und Mie umkehren und annehmen, daß die positiven Teilchen sich zunächst noch in der Nähe der Kathode sämtlich neutralisieren und nun sich einzeln an verschiedenen Stellen der Bahn wieder spalten, so müßte auch eine ungleichartige Ablenkung, gleichzeitig aber auch eine Ladung auftreten".

Die Hypothese der Erzeugung neutraler Strahlen aus positiven Atomstrahlen und die Hypothese der Erzeugung positiver aus neutralen Atomstrahlen kombinierte dann J. J. Thomson[1]) zu der allgemeineren Hypothese der wechselseitigen Verwandlung positiver, negativer und neutraler Strahlen in einem Kanalstrahlenbündel.

Aus der Kombination jener zwei speziellen Hypothesen ergibt sich somit die Folgerung, daß zwischen den neutralen und positiven Atomstrahlen in der Volumeneinheit eines Kanalstrahlenbündels ein Gleichgewichtszustand sich herstellt. Wird durch ein elektrisches oder magnetisches Feld auf einer gewissen Wegstrecke durch Ablenkung eine räumliche Trennung der positiven und neutralen Atomstrahlen bewirkt, so muß sich gemäß jener Hypothese hinter dieser Wegstrecke auf dem weiteren Weg durch das Gas sowohl in dem anfänglich rein neutralen wie in dem rein positiven Kanalstrahlenbündel das Verhältnis $\frac{n_p}{n_m}$ zwischen den Zahlen der positiven und neutralen Atomstrahlen pro Volumeneinheit wiederherstellen, das vor der Einwirkung des elektromagnetischen Feldes bestand.

Daß die vorstehende Hypothese von einem sich selbst herstellenden Gleichgewicht zwischen positiven und neutralen Molekülstrahlen in einem Kanalstrahlenbündel jedenfalls in der Hauptsache der Wirklichkeit entspricht, ist durch die zu ihrer Prüfung angestellten Versuche von W. Wien[2]) und J. J. Thomson[3]) zum mindesten sehr wahrscheinlich geworden. Daß diese Hypothese zutrifft, ist für die nachstehenden Überlegungen vorausgesetzt.

Der Nachweis, daß in einem Kanalstrahlenbündel neben der Zahl der positiven Strahlen die Zahl der neutralen Strahlen nicht zu vernachlässigen ist, hat Bedeutung für die Beantwortung der Frage nach den Trägern der Lichtemission in einem Kanalstrahlenbündel.

Aus der Hypothese, daß die Träger des Linienspektrums eines Elementes seine positiven Atomionen seien, war zu folgern, daß die Linien (Serienlinien), welche in einem Kanalstrahlenbündel zur Emission kommen, in bezug auf dessen Richtung den Doppler-Effekt zeigen müssen. Die Beobachtung bestätigte die Vermutung, und da es damals schien, als ob der größte Teil der Kanalstrahlen aus positiven

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **5**, 421, 1901; **8**, 257, 1902; **9**, 660, 1902.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **13**, 562, 1907; **16**, 657, 1908; diese Zeitschr. **10**, 772, 1909.
3) W. Wien, Ann. d. Phys. **13**, 667, 1904.
4) J. Stark, diese Zeitschr. **4**, 583, 1903.
5) W. Wien, Ann. d. Phys. **13**, 667, 1904.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **13**, 570, 1907.
2) W. Wien, Münch. Ber. 7. März 1908; Ann. d. Phys. **27**, 1029, 1908; **30**, 349, 1909.
3) J. J. Thomson, Phil. Mag. **16**, 557, 1908; diese Zeitschr. **10**, 772, 1909; Phil. Mag. **18**, 821, 1909.

Digitized by Google

Atomionen bestünde, und da W. Wien[1]) Versuche veröffentlichte, welche gegen die bereits damals aufgestellte Hypothese neutraler Atomstrahlen zu sprechen schienen, so durfte man in der Beobachtung des Doppler-Effektes an den Serienlinien von Kanalstrahlen einen Beweis für die Richtigkeit der Hypothese erblicken, daß die Träger der Linienspektra positive Atomionen seien. Nimmt man indes gemäß den neueren Versuchen von W. Wien und J. J. Thomson als erwiesen an, daß ein Kanalstrahlenbündel neben positiven Atomstrahlen auch einen nicht zu vernachlässigenden Prozentsatz neutraler Atomstrahlen enthalte, dann verliert das Phänomen des Doppler-Effektes an Kanalstrahlen seine Beweiskraft für eine Hypothese über die Träger der Linienspektren. Betrachtet man nämlich die Erscheinung der Lichtemission durch Kanalstrahlen für sich allein, dann ist die Hypothese, daß die neutralen Strahlen die bewegte Intensität im Doppler-Effekt emittieren, a priori ebenso wahrscheinlich wie die Hypothese, daß sie durch die positiven Atomstrahlen emittiert werde. Dies wird in der nachstehenden Abhandlung an Beobachtungen über den Einfluß gezeigt, welchen ein verzögerndes elektrisches Feld auf die Emission bewegter Intensität (Doppler-Effekt) durch Kanalstrahlen ausübt. Diese Beobachtungen bestätigen andererseits die Resultate W. Wiens und J. J. Thomsons über die wechselseitige Transformation positiver und neutraler Strahlen. Ferner stellen sie eine Hilfsuntersuchung zu der in der nachstehenden Arbeit angewendeten Methode dar, welche zum Vergleich der bewegten Intensitäten eines Kanalstrahlenbündels in und entgegengesetzt seiner Richtung diente.

Über den Einfluß eines verzögernden elektrischen Feldes auf die Emission bewegter Intensität durch ein Kanalstrahlenbündel liegt bereits eine Beobachtung von W. Wien vor; ferner hat J. J. Thomson eine Beobachtung über den Einfluß mitgeteilt, welchen ein verzögerndes elektrisches Feld auf die gesamte Lichtemission eines Kanalstrahlenbündels im Gasraum ausübt.

2. Beobachtungen von W. Wien und J. J. Thomson. Ähnlicher neuer Versuch.

Um zu untersuchen, ob ein verzögerndes elektrisches Feld die von Wasserstoffkanalstrahlen emittierte bewegte Lichtintensität (Doppler-Effekt) vermindert, wählte W. Wien folgende Versuchsanordnung. Er ließ die Kanalstrahlen aus der 4 mm weiten zentralen Bohrung der sie erzeugenden Kathode K austreten (vergl. Fig. 1), auf einer Strecke von 5 mm zwischen der Kathode und einer Hilfselektrode C laufen, dann in die 5 mm weite koaxiale Bohrung dieser Hilfselektrode eintreten und hinter dieser in

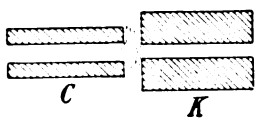


Fig. 1.

einem längeren Gasraum verlaufen. Zwischen der Kathode K und der Hilfselektrode C konnte eine Spannungsdifferenz an- und abgeschaltet werden, welche gleich oder größer war als der Kathodenfall, welcher die Kanalstrahlen erzeugte. Hinter C wurde die bewegte Intensität der Linie H_β beobachtet, einmal, wenn zwischen K und C (K Kathode, C Anode) eine positive Ladungen verzögernde Spannungsdifferenz lag, und einmal, wenn keine Spannungsdifferenz vorhanden war. „Es zeigte sich nun jedoch, daß die Helligkeit der Linie nicht in beobachtbarer Weise beeinflußt wurde, selbst als die entgegengeschaltete Spannung die dreifache der maximalen Entladungsspannung betrug." Aus dieser Beobachtung zieht W. Wien die Folgerung, „daß kein erheblicher Teil der leuchtenden Strahlen auch nur auf dem dritten Teil der Strecke von 5 mm aus positiv geladenen einfachen Atomen besteht".

Wäre diese Interpretation der Beobachtung Wiens richtig, so wäre in der Tat eine Erscheinung gefunden, welche der Hypothese widerspricht, daß die positiven Atomionen, welche in den Kanalstrahlen bewegte Intensität emittieren, die Träger der Linienspektra seien. W. Wien macht nämlich offenbar stillschweigend die Annahme, daß die positiven Ladungen des Kanalstrahlenbündels die Spannungsdifferenz zwischen K und C durchliefen. Und wäre diese Voraussetzung zutreffend, so hätte in der Tat diese Spannungsdifferenz einen merklichen Bruchteil positiver Atomionen aus dem Kanalstrahlenbündel nach K zurücktreiben und, falls jene Hypothese zutrifft, die bewegte Intensität hinter C um einen proportionalen Bruchteil verringern müssen. Es scheint demnach auf den ersten Blick, als ob man die Hypothese, daß die Linienspektra von positiven Atomionen emittiert werden, aufgeben und die Wiensche Hypothese vorziehen müsse, daß die Balmersche Wasserstoffserie von den neutralen Atomen emittiert werde. Indes auch dann kommt man beim Festhalten an der von Wien gegebenen Interpretation seiner Beobachtung in Widerspruch mit anderen Beobachtun-

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **13**, 667, 1904.

Digitized by Google

gen. Gibt man nämlich auf Grund der Ablenkungs-Beobachtungen W. Wiens und J. J. Thomsons zu, daß ein merklicher Bruchteil der Kanalstrahlen neben neutralen Teilchen positiv geladen ist und daß sich zwischen der Zahl der positiven und neutralen Teilchen von selbst ein Gleichgewicht herstellt, dann muß, wenn die Kanalstrahlen hinter der Kathode eine verzögernde Spannungsdifferenz von der Ordnung des sie erzeugenden Kathodenfalls durchlaufen, bei konstanter Stärke der Kanalstrahlen vor dem Eintritt in das verzögernde Feld die bewegte Linienintensität durch das verzögernde Feld um einen merklichen Bruchteil verringert erscheinen, mag sie die neutralen oder die positiven Atomstrahlen zu Trägern haben.

Ist nämlich $k = \frac{n_p}{n_m}$ das Verhältnis der spez. Zahlen der positiven und der neutralen Atomstrahlen für das Gleichgewicht zwischen ihnen bei dem gegebenen Gasdruck und einer gewissen Geschwindigkeit und ist n_{p_1} die Zahl der positiven Atomstrahlen vor dem Eintritt in das parallele verzögernde elektrische Feld, $n_{p_2} = (1-\alpha) n_{p_1}$ ihre Gleichgewichtszahl in dem Bündel hinter dem elektrischen Feld, so ist durch dieses direkt bezw. indirekt die Zahl der positiven Strahlen um αn_{p_1}, bezw. die Zahl der neutralen Strahlen um $\frac{\alpha}{k} n_{p_1} = \alpha n_{m_1}$ vermindert worden. Die bewegte Intensität kann also nur dann keine merkbare Schwächung durch das parallele verzögernde elektrische Feld erfahren, wenn entweder k sehr groß ist und ihre Träger die neutralen Strahlen sind, oder wenn k sehr klein ist und ihre Träger die positiven Strahlen sind. Ist dagegen k von dem Werte Eins nicht der Größenordnung nach verschieden, so muß ein verzögerndes genügend starkes und langes elektrisches Feld in einem Kanalstrahlenbündel aus diesem unter allen Umständen einen merkbaren Betrag der bewegten Linienintensität fortnehmen, mag diese positive Atomionen oder neutrale Atome zu Trägern haben. Umgekehrt läßt sich aus der Beobachtung einer Schwächung der bewegten Intensität eines Kanalstrahlenbündels durch ein paralleles verzögerndes elektrisches Feld kein bindender Schluß auf das Vorzeichen der elektrischen Ladung ihrer Träger ziehen, vorausgesetzt, daß nach einer geeigneten Methode festgestellt ist, daß k von einer Größenordnung zwischen 10^{-1} und 10^{+1} ist. Daß diese Voraussetzung bei Wasserstoffkanalstrahlen erfüllt ist, darf man aus den Beobachtungen W. Wiens und J. J. Thomsons über ihre magnetische Ablenkung mit ziemlicher Sicherheit entnehmen.

Die Interpretation[1]), die Wien seiner Beobachtung gibt, dürfte darum wohl nicht richtig sein. Es ist zu vermuten, daß die von ihm stillschweigend gemachte Voraussetzung nicht zutraf, daß die Kanalstrahlen in der Tat die Spannungsdifferenz zwischen K und C durchliefen. Nun ist zwar das elektrostatische Feld zwischen K und C (Fig. 1, die Niveaulinien der Spannung sind punktiert) in der Tat derartig, daß ein Einheitspol, der von K ausgeht und sich in das Innere des Kanals von C bewegt, die ganze Spannungsdifferenz zwischen K und C durchläuft. Wenn indes ein Kanalstrahlenbündel aus K austritt und in den weiteren Kanal von C eintritt, so darf man nicht mehr annehmen, daß das elektrische Feld zwischen K und C die statische Form (Fig. 1) für ein nichtleitendes Dielektrikum zwischen K und C besitzt. Es wird vielmehr das Gas im Gebiet des Kanalstrahlenbündels ziemlich stark ionisiert, und das elektrische Feld, daß sich nunmehr zwischen K und C herstellt, bildet sich so aus, daß der größere Teil seines Spannungsabfalls auf den nicht ionisierten Gasraum und nur ein kleiner Teil desselben in den leitenden Gasraum, also in das Kanalstrahlenbündel sich legt. Es ist bei der von Wien getroffenen Anordnung der extreme Fall möglich, daß die wenig ionisierte Gaspartie zwischen den Wänden des Kanals von C und der Oberfläche des stark ionisierten Kanalstrahlenbündels fast die ganze Spannungsdifferenz zwischen K und C aufnimmt. Für diesen extremen möglichen Fall sind in Fig. 2

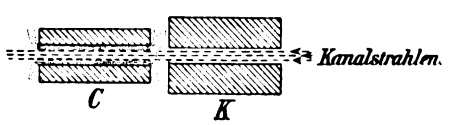


Fig. 2.

die Niveaulinien (punktiert) in einen Meridianschnitt zwischen K und C schematisch eingezeichnet.

Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß derartige Verhältnisse bei Herrn Wiens Beobachtung vorlagen. Jedenfalls hat J. J. Thomson mit einer günstigeren Versuchsanordnung in der Tat eine Schwächung der Lichtemission durch ein paralleles verzögerndes elektrisches Feld konstatiert und auch ich habe mit einer ähnlichen Anordnung zunächst das gleiche Resultat wie

1) Anmerkung bei der Korrektur: Die obige Interpretation ist auch schwer in Einklang zu bringen mit einer früheren Beobachtung des Herrn W. Wien, auf welche er mich hinwies. Er beobachtete nämlich (Ann. d. Phys. **8**, 260, 1902), daß ein verzögerndes elektrisches Feld, welches Kanalstrahlen unmittelbar hinter der erzeugenden Kathode durchliefen, die von ihnen auf der Glaswand hervorgebrachte Fluoreszenz merklich schwächte.

Digitized by Google

Thomson und dann mit einer verbesserten Anordnung eine noch größere Schwächung der bewegten Lichtemission erhalten.

Man kann zunächst versuchen, die störende Deformation des elektrischen Feldes durch die Ionisierung im Kanalstrahlenbündel dadurch zu vermeiden, daß man die Hilfselektrode (Anode) hinter der Kathode nicht mit einer relativ weiten Bohrung versieht, sondern sie aus einem engmaschigen Drahtnetz herstellt.

J. J. Thomson[1]) stellte der Hinterseite einer Kathode, die mit einem 5 mm weiten Kanal versehen war, in einem Abstand von 3 mm eine Hilfselektrode aus Drahtnetz gegenüber, diese konnte abwechselnd isoliert oder mit der Anode verbunden werden. Wenn der Druck nicht zu niedrig war, so beobachtete er, daß bei Verbindung der Hilfselektrode mit der Anode die von den Kanalstrahlen hinter ihr hervorgebrachte Lichtemission im Gas beträchtlich kleiner wurde.

Ähnlich stellte ich in einer 4,6 cm weiten Glasröhre einer mit zahlreichen 0,75 mm weiten Löchern versehenen Aluminiumscheibe, die auf einen 1,2 cm hohen Zylinder aus Alumiumblech aufgesetzt war, in einem Abstand von 5 mm ein ebenes Netz von 0,75 mm Maschenweite aus 0,2 mm dickem Messingdraht gegenüber, das ebenfalls auf einem 1,2 cm hohen Aluminiumblechzylinder befestigt war, wie es Fig. 3 zeigt.

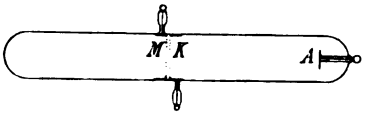


Fig. 3.

K wurde mit dem negativen Pol einer Hochspannungsdynamo (3400 Volt) und außerdem mit dem negativen Pol einer Hochspannungsbatterie (3300 Volt), A mit dem positiven Pol der Dynamo, M mit dem positiven Pol der Batterie verbunden. Vor A und M lag je ein Amperemeter, zwischen A und K und zwischen M und K je ein statisches Voltmeter. Über die elektrische Beeinflussung der zwei Stromkreise wurden folgende Beobachtungen gemacht.

Erstes Stadium. War bei nicht zu niedrigem Druck der Dunkelraum kürzer als 5 mm, so konnte allein mit Hilfe der Batterie zwischen M und K ein Glimmstrom hergestellt werden und natürlich auch für sich allein ein Glimmstrom zwischen A und K mit Hilfe der Dynamo. War erst der eine Glimmstrom für sich allein hergestellt, so änderten sich seine Stromstärke und sein Kathodenfall kaum, wenn auch noch der andere Glimmstrom geschlossen wurde.

Zweites Stadium. War bei sinkendem Druck die Dunkelraumlänge größer als 5 mm geworden, so vermochte sich beim Schließen des Batteriekreises zwischen M und K kein Glimmstrom mehr herzustellen. Das vor M liegende Amperemeter zeigte die Stromstärke Null an; das Voltmeter zwischen M und K die ganze Batteriespannung (3300 Volt). Wurde dann der Glimmstrom zwischen A und K geschlossen, so zeigte das vor M liegende Amperemeter einen Strom an, der ein Fünftel bis ein Zehntel der Stärke des Glimmstromes zwischen A und K betrug, gleichzeitig sank die Spannung zwischen M und K um einige Hundert Volt. Ferner traten hinter M Kathodenstrahlen auf, deren Geschwindigkeit gemäß der Größe ihrer magnetischen Ablenkbarkeit von der Ordnung der in der Richtung KA verlaufenden Kathodenstrahlen des Glimmstromes war. Das Auftreten eines Stromes und von ziemlich intensiven Kathodenstrahlen zwischen M und K für den Fall, daß in dem elektrischen Feld zwischen M und K die Kanalstrahlen aus dem Glimmstrom zwischen A und K verliefen, erklärt sich offenbar in folgender Weise. Die Kanalstrahlen, die aus K austreten und in dem Feld zwischen K und M verlaufen, ionisieren hier das Gas. Die erzeugten Ionen werden von dem Feld in einem Strom in Bewegung gesetzt und kommen infolge der beträchtlichen Spannungsdifferenz zwischen M und K an K als Kanalstrahlen, an M als Kathodenstrahlen an. Die so erzeugten Kanalstrahlen treten zum Teil durch die Löcher in K hindurch in das elektrische Feld des Glimmstromes vor K ein und ionisieren hier das Gas. Dies ist aus einer Erhöhung bezw. Erniedrigung (5—10 Proz.) der Stromstärke bezw. des Kathodenfalls zwischen A und K und aus einer geringen Verkürzung des Dunkelraumes vor K zu schließen. Die hinter M austretenden Kathodenstrahlen sind leicht mit Hilfe der Glasfluoreszenz und ihrer magnetischen Ablenkbarkeit nachzuweisen.

Drittes Stadium. Wenn bei weiter erniedrigtem Druck das Kanalstrahlenbündel des Glimmstromes zwischen A und K einen immer kleiner werdenden Querschnitt annimmt, dann sinkt die Stärke des unselbständigen Stromes zwischen M und K, aber rascher als die Stärke des Glimmstromes, und ist schließlich sehr klein ($^1/_{1000}$ bis $^1/_{100}$ der Stärke des Glimmstromes), wenn das Kanalstrahlenbündel nur mehr wenige (1 bis 4) Löcher der Kathode K zu füllen vermag. Die Intensität der hinter M austretenden Kathodenstrahlen ist dann ebenfalls sehr klein geworden, und ebenso die Beeinflussung der Stärke und des Kathodenfalles des Glimmstromes durch die Kanalstrahlen, welche von dem elek-

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **16**, 669, 1908.

Digitized by Google

trischen Feld zwischen M und K durch die Löcher von K gesandt werden. Diese Abnahme der gegenseitigen Beeinflussung der elektrischen Verhältnisse zwischen M und K und derjenigen zwischen A und K ist wohl in folgender Weise zu interpretieren. Bei niedrigem Druck wird die Differenz in der Ionisierung und darum auch in dem Spannungsabfall zwischen Orten, welche von direkten Glimmstromkanalstrahlen durchlaufen werden, und Orten, welche vor diesen abgeschirmt sind, groß. Infolgedessen nehmen die einzelnen aus den Löchern von K austretenden Kanalstrahlenbündel nur mehr einen kleinen Spannungsabfall auf; die auf sie hinter K sich legende Spannungsdifferenz liefert nicht mehr schnelle Kathodenstrahlen noch schnelle Kanalstrahlen; in der Nähe der Kanalstrahlenbündel ist das Feld aus dem gleichen Grund inhomogen geworden, wie es oben für die Versuchsbedingungen von W. Wien vermutet wurde.

Für die oben in elektrischer Hinsicht charakterisierten drei Stadien wurden über die Lichtemission hinter der Drahtnetzelektrode M folgende Beobachtungen gemacht. Im ersten und zweiten Stadium füllte bei Abwesenheit des Feldes zwischen M und K ein diffus rötliches Leuchten den ganzen Querschnitt der Röhre, wie es in reinem Wasserstoff charakteristisch ist für die Gesamtfarbe der Lichtemission durch die Kanalstrahlen. Nur drang im zweiten Stadium diese rötliche Lichtemission weiter hinter M vor als im ersten Stadium. In beiden Fällen verliefen die Kanalstrahlen selbst in kleinem Abstand von K diffus; einzelne der Kanalstrahlenbündel waren wenigstens unmittelbar vor M nicht zu unterscheiden. Wurde zwischen M (Anode) und K (Kathode) eine Spannungsdifferenz (1500 bis 3000 Volt) gelegt, so verschwand hinter M die rötliche Lichtemission der Kanalstrahlen zum größten Teil, der zurückbleibende Teil war um so größer, je mehr sich die Verhältnisse dem dritten Stadium näherten. An die Stelle der rötlichen Lichtemission der Kanalstrahlen trat beim Anlegen der die Kanalstrahlen verzögernden Spannungsdifferenz die weißliche Lichtemission des Gases unter der Wirkung der Kathodenstrahlen. Letztere konnte durch magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen zur Seite gedrängt werden. Im dritten Stadium wurde durch das Anlegen der Spannungsdifferenz zwischen M (Anode) und K (Kathode) die rötliche Lichtemission des dünnen in der Achse verlaufenden Kanalstrahlenbündels kaum mehr verändert, nur das diffuse Leuchten, welches das Bündel umgab, wurde beträchtlich geschwächt.

Berücksichtigt man, daß die Lichtintensität in reinem Wasserstoff zu einem großen Bruchteil bewegt ist, dann lassen sich die vorstehenden Beobachtungen in folgender Weise deuten. Im ersten und zweiten Stadium durchlaufen die aus K austretenden Kanalstrahlen die verzögernde Spannungsdifferenz zwischen M und K; infolgedessen wird aus dem Kanalstrahlenbündel direkt der Bruchteil αn_p positiver und indirekt darum hinter M der Bruchteil αn_m neutraler Strahlen durch das verzögernde elektrische Feld fortgenommen und deshalb auch ein αn_p bezw. αn_m proportionaler Bruchteil der bewegten Lichtemission. Im dritten Stadium durchliefen im Innern der einzelnen wenigen Kanalstrahlenbündel die positiven Strahlen nur mehr einen Bruchteil der Spannungsdifferenz zwischen M und K, sie wurden darum nicht mehr aus den Bündeln durch das elektrische Feld fortgenommen; dies war nur mehr möglich mit den diffus geneigt zur Röhrenachse verlaufenden Strahlen, welche auf ihrem Wege große Spannungsdifferenzen durchliefen.

3. Veränderte Versuchsanordnung.

Auf der Länge des Dunkelraumes des Glimmstromes, gemessen von der Oberfläche der Kathode bis zum Beginn der negativen Glimmschicht, liegt ein beträchtlicher Spannungsabfall, der Kathodenfall K des Glimmstromes. Will man also Kanalstrahlen, welche durch die Kanäle einer Kathode hinter dieser in einen Gasraum austreten, in einem parallelen verzögernden Feld verlaufen lassen, so erreicht man dies, indem man die Rückseite der Kathode des ersten Glimmstromes zur Kathode eines zweiten Glimmstromes macht, der in so großem Abstande eine Anode A_2 gegenübersteht (Fig. 4), daß der zweite Glimmstrom auch bei niedrigem Druck sich selbst herstellen kann. Der erste Glimmstrom A_1K sendet dann in das Feld des zweiten Glimmstromes A_2K Kanalstrahlen, und ebenso in umgekehrter Richtung der zweite Glimmstrom in das Feld des ersten. Ist nun der Glimmstrom A_1K geschlossen, dann tritt in dem Raume A_2K nur die Lichtemission von seiten der Kanalstrahlen des ersten Glimmstromes auf; wird dann auch der zweite Glimmstrom geschlossen, so überlagert sich in dem Raume A_2K außerhalb der ersten Kathodenschicht die Lichtemission von seiten der Kanalstrahlen des ersten Glimmstromes und diejenige von seiten der Kathodenstrahlen des zweiten Glimmstromes. Zerlegt man indes

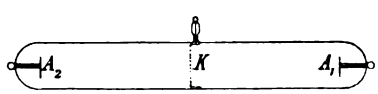


Fig. 4.

Digitized by Google

die Lichtemission des Raumes A_2K spektral, indem man den Visionsradius stark geneigt zur Richtung des Kanalstrahlenbündels so stellt, daß er außerhalb der ersten Kathodenschicht, also hinter der verzögernden Spannungsdifferenz, die Röhrenachse schneidet, dann erhält man in dem Doppler-Effekt der Serienlinien die bewegte Intensität, welche allein von den Kanalstrahlen des ersten Glimmstromes zur Emission gebracht wird.

Indes muß man bei dieser Versuchsanordnung die Herstellung eines großen verzögernden Spannungsabfalles auf dem Wege der Kanalstrahlen mit einem Nachteil erkaufen. Indem nämlich die beiden Glimmströme in ihre Dunkelräume sich gegenseitig ionisierende Kanalstrahlen senden, verstärken sie sich gegenseitig und vermehren wechselseitig die Zahl ihrer Kanalstrahlen. Ist n_{β_1} bezw. n_{m_1} die Zahl der positiven bezw. der neutralen Strahlen, welche der erste Glimmstrom hinter seine Kathode sendet, wenn der zweite Glimmstrom offen ist, so werden diese Strahlen bei Schließung des zweiten Stromes auf $n_{\beta_1}(1+\beta)$ bezw. $n_{m_1}(1+\beta)$ erhöht. Indem das Bündel positiver und neutraler Strahlen $[n_{\beta_1}(1+\beta)$ bezw. $n_{m_1}(1+\beta)]$ die verzögernde Spannungsdifferenz auf dem Dunkelraum des zweiten Glimmstromes durchläuft, wird aus ihm die Zahl $\alpha n_{\beta_1}(1+\beta)$ positiver und die Zahl $\frac{\alpha}{k} n_{\beta_1}(1+\beta)$ neutraler Strahlen fortgenommen. Proportional der einen oder der anderen dieser Zahlen ist dann auch die Schwächung der bewegten Lichtintensität in dem Raume A_2K. Nur solange darum β klein ist gegen 1, solange also die Zunahme der Stärke des ersten Glimmstromes beim Schließen des zweiten prozentisch gering ist, kann die vorstehende Versuchsanordnung zur Beantwortung der Frage dienen, ob ein paralleles verzögerndes Feld aus einem Kanalstrahlenbündel einen merkbaren Bruchteil der bewegten Lichtemission fortnimmt.

Die Idee der vorstehenden Versuchsanordnung wurde in folgender Weise realisiert. Die Drahtnetzelektrode M wurde aus der in der ersten Versuchsanordnung benutzten Röhre fortgenommen und an ihrer Stelle am Ende der Röhre in 12 cm Abstand von der Kathode K eine zweite Anode A_2 (Fig. 4) eingeschmolzen. Batterie und Dynamo wurden hintereinander geschaltet und lieferten so eine Spannung bis zu 7000 Volt. Der negative Pol dieser Stromquelle wurde mit der Kathode K verbunden, der positive Pol mit der Anode A_1 und außerdem unter Zwischenschaltung eines Unterbrechers mit der Anode A_2. Vor A_1 lag ein Amperemeter. Die Lichtemission des Raumes A_2K außerhalb der ersten Kathodenschicht des zweiten Glimmstromes wurde sowohl in ihrer Gesamtfarbe bei magnetischer Ablenkung der Kathodenstrahlen als auch in spektraler Zerlegung beobachtet. Hierzu wurde ein geradsichtiges Spektroskop von großer Dispersion, ein Zweiprismenspektroskop von mäßiger Dispersion, aber großer Lichtstärke, und ein Einprismenspektroskop von kleiner Dispersion und darum großer Intensität im Doppler-Effekt verwendet. Die Beobachtungen wurden hauptsächlich an H_β ausgeführt, indes auch an H_α und mit dem Einprismenspektroskop an H_γ. Es wurde darauf geachtet, daß während der Beobachtung der emittierten Intensität die Wasserstoffüllung angenähert rein blieb, daß also die Lichtemission der Kanalstrahlen die charakteristische rötliche Färbung zeigte.

In Fig. 5 ist eine Photographie des Glimmstromes A_1K im Lichte seiner Gesamtemission auf einer gewöhnlichen Trockenplatte reproduziert, die Photographie, die in Fig. 6 wiedergegeben ist, gibt ein Bild des Falles, daß die Glimmströme $A_1K\,(G_1)$ und $A_2K\,(G_2)$ bei demselben Wert des Druckes und des Kathodenfalles gleichzeitig geschlossen sind.

Erstes Stadium. Bei hohem Druck bis zu einem Druck, bei welchem das Kanalstrahlenbündel eben nicht mehr ganz den Rohrquerschnitt füllte, bis zu etwa 4500 Volt Kathodenfall, war die Erhöhung der Stärke des Glimmstromes G_1 beim Schließen des Stromes G_2 prozentisch gering, also β klein gegen 1. In diesem Druckintervall wurde die rötliche Lichtemission der Kanalstrahlen im Raume A_2K durch das Schließen des Stromes G_2, also durch den Kathodenfall des zweiten Glimmstromes, um 50—80 Proz. ihres ursprünglichen Wertes geschwächt. Das gleiche wurde bei der spektralen Beobachtung der Lichtemission festgestellt; die bewegte Intensität von H_β und noch mehr von H_γ wurde nämlich um 50—90 Proz. ihres anfänglichen Wertes geschwächt, die ruhende Intensität der Linien wurde entweder gar nicht oder nur viel weniger als die bewegte Intensität geschwächt. Die Schwächung der ruhenden Intensität, welche indirekt auch von Kanalstrahlen zur Emission gebracht wird, konnte nämlich kompensiert werden durch die ruhende Intensität, welche die Kathodenstrahlen des Glimmstromes G_2 in dem Raume A_2K zur Emission bringen. Gleichzeitig mit dieser bringen die Kathodenstrahlen auch das zweite Wasserstoffspektrum zur Emission; in der Tat wurde dessen Intensität — es wird ja schwach auch von den Kanalstrahlen zur Emission gebracht — beträchtlich bei Schließung des Stromes G_2 verstärkt.

Zweites Stadium. Bei weiter sinkendem

Digitized by Google

Druck (Kathodenfall größer als 4500 Volt) zog sich der Querschnitt des Kanalstrahlenbündels des Stromes G_1 mehr und mehr zusammen. Wurde der Strom G_2 geschlossen, so stieg die Stärke von G_1 um so mehr dadurch an, je niedriger der Druck wurde, und zwar um 10—200 Proz.; schließlich konnte G_1 nur so lange existieren, als gleichzeitig G_2 geschlossen war. In diesem zweiten Fall ist also die wechselseitige Vermehrung der Zahl der Kanalstrahlen der zwei Ströme nicht mehr klein gegen ihre selbständige Zahl, oder es ist in $\alpha n_{p_1}(1+\beta)$ die Größe β nicht mehr klein gegen 1. Die Beobachtungen in diesem Stadium sind also quantitativ nicht durchsichtig genug, als daß sie zur Beantwortung der Frage herangezogen werden könnten, ob die Emission bewegter Intensität durch ein Kanalstrahlenbündel eine Verringerung durch ein paralleles elektrisches Feld erfährt. Die Beobachtung der Gesamtfarbe und des Spektrums der Lichtemission des Raumes A_2K ergab folgendes. Die Verringerung der rötlichen Gesamtfarbe und der bewegten Intensität von H_β bei Schließung des Stromes A_2K sank mit abnehmendem Druck von 50 auf 10 Proz., und in einigen Fällen schien sie mir sogar einer geringen Verstärkung Platz zu machen.

Von einem weiteren quantitativen Eingehen auf den Einfluß eines parallelen elektrischen Feldes auf die bewegte Lichtemission durch Kanalstrahlen sehe ich ab, weil bei der gewählten Versuchsanordnung infolge der wechselseitigen Beeinflussung der zwei Glimmströme bei niedrigem Druck die quantitativen Verhältnisse undurchsichtig werden. Und wenn auch sicher erwiesen ist, daß bei höherem Druck (erstes Stadium) ein verzögerndes paralleles elektrisches Feld den größeren Bruchteil der bewegten Intensität aus einem Kanalstrahlenbündel fortzunehmen vermag, so liegen doch auch bei ihm die Verhältnisse in quantitativer Hinsicht nicht so einfach, daß eine genauere Untersuchung der Erscheinung sich lohnen würde.

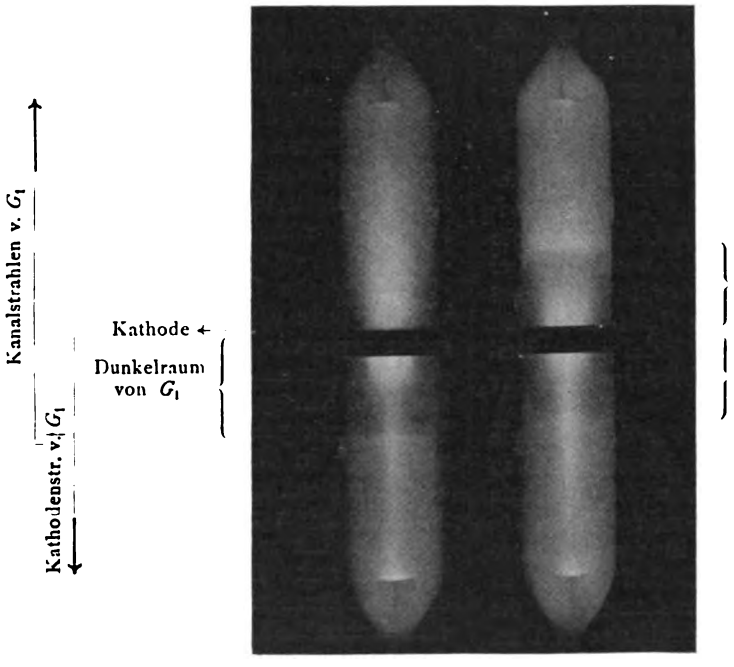


Fig. 5.

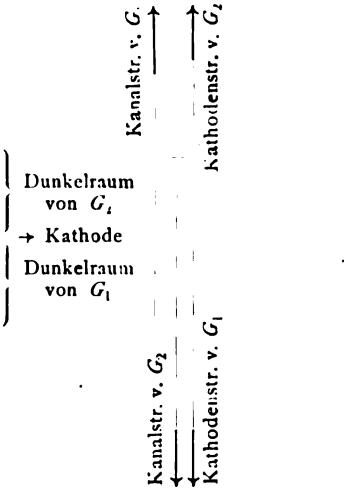


Fig. 6.

4. Die Kanalstrahlen im erzeugenden elektrischen Feld.

Durch Beobachtung des Doppler-Effektes[1]) an Wasserstoffkanalstrahlen bei verschiedenen Werten des Druckes und des Kathodenfalles ergab sich, daß die maximale kinetische Energie der Träger der bewegten Intensität der Serienlinien erst nahezu proportional dem Kathodenfall, dann aber mit sinkendem Druck immer langsamer als der Kathodenfall zunahm und schließlich unabhängig von diesem einem konstanten Werte zuzustreben schien. Nimmt man die Hypothese an, daß die Träger der Serienlinien positive Atomionen seien, dann kann man

1) J. Stark u. W. Steubing, Ann. d. Phys. **28**, 944, 1909.

Digitized by Google

jenes Beobachtungsresultat dahin interpretieren, daß die Geschwindigkeit der positiven Kanalstrahlen bei niedrigem Druck langsamer als der sie erzeugende Kathodenfall zunimmt und schließlich nur mehr wenig mit ihm sich ändert.

Kürzlich hat J. J. Thomson[1]) beobachtet, daß bei sehr niedrigem Druck die magnetische und die elektrische Ablenkung der Kanalstrahlen hinter einer Kathode nur wenig oder gar nicht mit dem sie erzeugenden Kathodenfall sich ändert, während die gleichzeitig mit ihnen erzeugten Kathodenstrahlen eine Änderung ihrer Ablenkung zeigen, welche äquivalent ist der Änderung des Kathodenfalls.

Nach zwei verschiedenen Methoden scheint also die Tatsache sichergestellt zu sein, daß die maximale kinetische Energie der Kanalstrahlen bei niedrigen Drucken sich mit einem Kathodenfall K größer als ungefähr 8000 Volt nur wenig oder gar nicht ändert.

Die Differenz zwischen der maximalen kinetischen Energie der Kanalstrahlen und der maximalen erzeugenden elektrischen Arbeit εK glaubte ich früher daraus erklären zu können, daß bei großer Energie die Bremsung durch Zusammenstöße größer ist als bei kleiner Geschwindigkeit. Diese Erklärung scheint mir indes nicht ausreichend zu sein. Vielmehr dürfte jene Tatsache folgende zwei Gründe haben.

Da in allen Querschnitten vor der Kathode positive und negative Ionen vorhanden sind, so liefert jede Schichtdicke dl vor der Kathode positive Strahlen nach der Kathode. Es sei n_{pl} die Zahl der positiven Ionen in der Volumeneinheit im Abstand l von der Kathode, sie sollen alle die Kathodenoberfläche erreichen, also die Spannungsdifferenz V_l frei durchlaufen und somit die kinetische Energie εV_l gewinnen. Es treten dann hinter der Kathode Kanalstrahlen von allen möglichen Energien von Null bis εK auf. Die Verteilung der Zahl der Kanalstrahlen hinter der Kathode auf die möglichen Geschwindigkeiten ist analog der Verteilung der Zahl der positiven Ionen Σn_{pl} auf die verschiedenen Querschnitte vor der Kathode; die Geschwindigkeit der maximalen Zahl gleichartiger Kanalstrahlen entspricht dem Querschnitt maximaler Ionisation vor der Kathode. Nun ist die Ionisationsverteilung längs des Kathodenfalls nicht unabhängig vom Druck. Bei hohem Druck, wo auch die Absorption der Kathodenstrahlen und darum die von ihnen bewirkte Ionisation am Ende des Dunkelraumes im Beginn der negativen Glimmschicht groß ist, liefern die Querschnitte in ihrer Nähe eine große Anzahl positiver Ionen als Kanalstrahlen an die Kathode, welche den ganzen oder größten Teil des Kathodenfalls frei durchlaufen haben. Darum besitzt bei höheren Drucken ein merklicher Bruchteil der Kanalstrahlen eine kinetische Energie, welche proportional dem erzeugenden Kathodenfall ist. Bei niedrigem Druck dagegen ist die Absorption der Kathodenstrahlen und darum auch die von ihnen bewirkte Ionisierung am Ende des Dunkelraumes und in der negativen Glimmschicht nur gering; gleichzeitig wächst mit sinkendem Druck der Dunkelraum und der auf dessen Ende liegende Spannungsabfall. Deshalb wird einerseits die Zahl der positiven Strahlen, welche von diesen weit von der Kathode entfernten Querschnitten herkommen, mit sinkendem Druck immer kleiner und somit auch die Zahl der Kanalstrahlen von einer dem ganzen Kathodenfall entsprechenden kinetischen Energie; andererseits ist möglich, daß der Spannungsabfall zwischen dem Querschnitt maximaler Ionisation und der Kathode nur mehr wenig mit dem Druck und dem ganzen Kathodenfall sich ändert und darum auch die Geschwindigkeit der Mehrheit der Kanalstrahlen hinter der Kathode.

Der zweite Grund, der in gleichem Sinne wie der erste wirkt, ist folgender. Die Voraussetzung, die wir oben gemacht haben, daß alle positiven Ionen eines Querschnittes vor der Kathode den ganzen Spannungsabfall bis zur Kathode mit positiver Ladung durchlaufen, ist nur ideal; in Wirklichkeit bildet sich in einem Kanalstrahlenbündel auch während seiner Beschleunigung vor der Kathode ein bewegliches Gleichgewicht zwischen positiven und neutralen Strahlen aus. Die kinetische Energie, welche ein Kanalstrahl im parallelen beschleunigenden elektrischen Feld gewinnt, hängt von dem Spannungsabfall auf der Wegstrecke ab, welche er frei mit positiver Ladung durchläuft. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Strahl seinen ganzen Weg vor der Kathode mit positiver Ladung durchläuft, ist um so kleiner, je größer die durchlaufene Wegstrecke im Verhältnis zu dem „Ausgleichsweg" ist, auf welchem sich das Gleichgewicht zwischen positiven und neutralen Strahlen bis zu einem gewissen Prozentsatz wieder herstellt. Diese Wahrscheinlichkeit ist darum für die Strahlen, welche vom Ende des Dunkelraumes oder aus dem Anfang der negativen Glimmschicht kommen, kleiner als für Strahlen, welche aus näheren Querschnitten kommen. Deshalb wird die Zahl der schnellen Strahlen, deren Energie dem ganzen Kathodenfall entspricht, in dem Kanalstrahlenbündel hinter der Kathode um so kleiner werden, je größer mit sinkendem Druck die Dunkelraumlänge im Verhältnis zum Ausgleichsweg wird.

Bei den Kathodenstrahlen liegen die Ver-

1) J. J. Thomson, diese Zeitschr. **10**, 722, 1909.

Digitized by Google

hältnisse anders. Ihre größte Zahl hat ihren Ursprung besonders bei niedrigem Druck an der Oberfläche der Kathode; sie durchlaufen, ohne unterwegs für einige Zeit neutralisiert zu werden, den ganzen Dunkelraum in der Richtung von der Kathode nach der Anode, und somit den ganzen Kathodenfall frei. Ihre Mehrzahl zeigt darum bis zu beliebig tiefen Drucken eine maximale kinetische Energie, welche gleich ist εK.

Aachen, Technische Hochschule, November 1909.

(Eingegangen 9. Dezember 1909.)

Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquantenhypothese und Ätherwellentheorie. II [1]). Sichtbares und ultraviolettes Spektrum.

Von J. Stark.

(Mit Tafel III.)

§ 1. Einleitung.

Die theoretischen Überlegungen [2]), welche zur

1) Diese Zeitschr. **11**, 24, 1910.

2) Die elektromagnetische Ätherwellentheorie ergibt für die Ausstrahlung durch ein einzelnes Elektron als wichtigste Folgerung, daß das Elektron nach allen Richtungen im Raume Energie ausstrahlt, daß somit die Dichte der von ihm weggehenden Strahlungsenergie in allen Richtungen umgekehrt proportional dem Abstand vom Emissionszentrum bis zu beliebig kleinen Werten abnimmt. Diese Folgerung wurzelt in drei fundamentalen Hypothesen, auf welche sich die Ätherwellentheorie der Strahlung eines einzelnen Elektrons gründet.

Die erste Hypothese ist die Annahme, daß das elektrische Feld des ruhenden Elektrons zentrische Symmetrie besitze, daß also auf einer mit dem Elektron konzentrischen Kugelfläche die Dichte der elektrischen Kraftlinien überall gleich groß sei.

Die zweite Hypothese ist die Annahme, daß die Teile der elektrischen Ladung eines Elektrons starr miteinander verbunden sind, relativ zueinander keine Bewegung und Beschleunigung haben können, daß somit alle Teile des Elektrons immer die gleiche Geschwindigkeit und Beschleunigung bei der Translation haben. Zu der Ableitung der Feldstärke $\mathfrak{E}$ zum Beispiel, welche ein parallel seiner Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ beschleunigtes Elektron von der Gesamtladung e in einem weit entfernten Aufpunkt (r) hervorbringt, kommt jene Theorie auf Grund der Hypothese von der Starrheit des Elektrons und auf Grund der unten charakterisierten Hypothese der zentrischen Beschleunigung des Elektronenfeldes auf folgende Weise. Der Beitrag eines Elementes de der Ladung des Elektrons zu der Feldstärke ist

$$\frac{de\,\dot{\mathfrak{v}}\sin\varphi}{rc^2\left(1-\frac{\mathfrak{v}}{c}\cos\varphi\right)^3};$$

hierbei ist zunächst jedem Element ein bestimmtes $\dot{\mathfrak{v}}$ und $\mathfrak{v}$ zuzuordnen. Führt man die Hypothese von der Starrheit des Elektrons ein, so wird allen Elementen des Elektrons der gleiche Wert von $\dot{\mathfrak{v}}$ und $\mathfrak{v}$ gegeben; es ist lediglich über de zu integrieren, so daß als Wert für die Feldstärke des Elektrons resultiert

(Fortsetzung der Fußnote 2 von der vorigen Spalte.)

$$\mathfrak{E}=\frac{e\,\dot{\mathfrak{v}}\sin\varphi}{rc^2\left(1-\frac{\mathfrak{v}}{c}\cos\varphi\right)^3}.$$

Die Hypothese, daß das Elektron selbst wie sein äußeres Feld deformiert werden kann, daß also seine Teile relativ zueinander beschleunigt werden können, daß dem einzelnen freien Elektron selbst eine Eigenperiode der Beschleunigung seiner Teile in bezug aufeinander zuzuschreiben ist, oder auch mit anderen Worten, daß sich eine Deformation im Innern des Elektrons mit einer für das Innere charakteristischen Geschwindigkeit fortpflanzt, diese Hypothese der Deformierbarkeit des Elektrons ist physikalisch von vornherein wahrscheinlicher als die Hypothese der Starrheit des Elektrons.

Ist die Annahme, daß das geladene Innere des negativen Elektrons auch für Beschleunigungsperioden kleiner als 10^{-15} sec wie ein starrer Körper sich verhalte, zum mindesten bedenklich, so ist die dritte Hypothese, welche dieser Theorie zugrunde liegt, zweifellos in einem fundamentalen Widerspruch mit der bis jetzt vorliegenden physikalischen Erfahrung. Diese dritte Hypothese besteht nämlich in der Annahme, daß die Beschleunigung des negativen Elektrons und somit die daraus resultierende Deformation und Strahlung im äußeren Elektronenfeld zentrischen Ursprungs sei, daß also primär das geladene Innenfeld des Elektrons beschleunigt werde, und daß von ihm aus nach außen in das äußere Elektronenfeld eine Deformation und damit ein Energiestrom sich fortpflanze; auf Grund dieser Annahme sowie jener ersten Annahme von der zentrisch symmetrischen Struktur des Elektrons und auf Grund der Annahme von der Starrheit des Innenfeldes wird dann der raumzeitliche Zustand des Außenfeldes als Funktion der Ladung, Beschleunigung des Innenfeldes und seines Radiusvektors zu einem äußeren Feldpunkt beschrieben. Die Annahme einer solchen „zentrischen Störung" eines einzelnen Elektronenfeldes entspricht indes nicht der physikalischen Wirklichkeit. Nach unseren bisherigen Erfahrungen wird das elektromagnetische Energiefeld eines einzelnen Elektrons dadurch deformiert, daß in äußere Teile desselben ein zweites elektromagnetisches Energiefeld, z. B. von einem zweiten Elektron, eindringt; diese von außen kommende Deformation pflanzt sich dann nach dem Innern und nach entfernter liegenden Teilen des Elektronenfeldes fort, indem gleichzeitig Energie in das erste Elektronenfeld einströmt oder ausströmt; hierbei ist hinsichtlich der Energieströmung eine Richtung vor allen anderen ausgezeichnet, sie wird bestimmt durch die Verbindungslinie der Mittelpunkte der zwei zusammenstoßenden Felder und ihre Beschleunigungsrichtungen. Was hieraus speziell für das Volumen der aus dem Deformationsgebiet in Strahlungsform emittierten Energie folgt, sei hier nicht weiter ausgeführt. Aus der räumlichen Ausdehnung der Elektronenfelder folgt mit Notwendigkeit, daß das Feld des einzelnen Elektrons in der physikalischen Wirklichkeit nur durch ein zweites Feld eine von außen kommende Störung oder eine „exzentrische Beschleunigung" erfahren kann; die Fiktion der oben charakterisierten „zentrischen Beschleunigung" eines einzelnen Elektronenfeldes kann physikalisch überhaupt nicht realisiert werden. Die Hypothese der zentrischen Beschleunigung eines einzelnen Elektrons ist in ihren Konsequenzen identisch mit der Annahme eines Mediums (Äther), dessen Zustand von einem Punkte aus eine Störung erfährt, die dann zentrisch von diesem Punkte weg als Welle rings in das umgebende Medium läuft. Die Bezeichnung elektromagnetische Ätherwellentheorie trifft darum den Kern der Theorie der Strahlung eines einzelnen Elektrons, welche gegenüber der Lichtquantenhypothese verfochten wird.

Die elektromagnetische Ätherwellentheorie der Strahlung des einzelnen Elektrons wird von ihren Verfechtern als die elektromagnetische Theorie schlechtweg oder als auf die Maxwellsche Theorie basiert bezeichnet. Sie nimmt indes damit den Nimbus der Maxwellschen Feldgleichungen zu unrecht für sich allein in Anspruch. Die

Digitized by Google

(Fortsetzung der Fußnote von der vorigen Spalte.)

Maxwellschen Feldgleichungen können auch auf andere Voraussetzungen über das einzelne Elektronenfeld angewendet werden; was die elektromagnetische Atherwellentheorie wesentlich charakterisiert, sind die ihr zugrunde liegenden drei Hypothesen der zentrischen Symmetrie, der Starrheit des Innenfeldes eines Elektrons und der zentrischen Beschleunigung des einzelnen Elektronenfeldes.

Gegenüber unzutreffenden Behauptungen sei es mir gestattet, meine Stellung zum Problem der elementaren Strahlung im Anschluß an das Vorhergehende zu skizzieren. Die Maxwellschen Feldgleichungen sind nach meiner Ansicht auch für das einzelne Elektron gültig; indes erfordert ihre Anwendung auf Integralwirkungen des beschleunigten Elektrons die quantitative Kenntnis der Struktur und der Verknüpfung zwischen den inneren und äußeren Teilen des Elektronenfeldes. Die Atherwellentheorie glaubte dieser Forderung durch jene drei Hypothesen genügen zu können; der Bankrott dieser bereits in ihren Voraussetzungen physikalisch unhaltbaren Theorie begann mit dem Widerspruch der Erfahrung über das Verhalten des elektromagnetischen Feldes gleichförmig bewegter Elektronen relativ zu einem mitbewegten und relativ zu einem ruhenden Beobachter; er ist vollständig geworden bei dem Problem der elementaren Strahlung. Nach dem Zusammenbruch dieser Art von Elektronentheorie besitzen wir allerdings keine Elektronentheorie, welche die Integralwirkungen an einzelnen beschleunigten Elektronenfeldern quantitativ darstellt; es fehlt uns eben jene Kenntnis der Struktur und der Verknüpfung der Teile des wirklichen Elektronenfeldes. Diese Kenntnis können wir nach meinem Dafürhalten lediglich aus der Erfahrung abstrahieren. Demgemäß setzte ich in den letzten Jahren meiner experimentellen Arbeit zum Ziel, zur elementaren Strahlung einzelner Elektronen vorzudringen, also Erscheinungen aufzusuchen, in denen die Ordnung und die Gesetze der Aus- und Einstrahlung elektromagnetischer Energie an einzelnen Elektronen erkennbar sind. Hierbei benützte ich als Arbeitshypothese das Plancksche Elementargesetz und konnte zunächst zeigen, daß einerseits die Emission in Serienlinien (Breite des Intensitätsminimums im Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen, diese Zeitschr. **8**, 913, 1907; **9**, 767, 1908) und die Emission in Bandenlinien (untere Grenze eines Bandenspektrums, diese Zeitschr. **9**, 85, 1908; W. Steubing, diese Zeitschr. **10**, 787, 1909) in Übereinstimmung mit dem Planckschen Elementargesetz erfolgt, daß andererseits auch die Absorption elektromagnetischer Strahlung an einzelnen Elektronen quantenhaft nach Vielfachen von $6{,}55 \cdot 10^{-27}\, n$ erg (n = Frequenz) vor sich geht, sowohl bei der Emission sekundärer Kathodenstrahlen durch Röntgenstrahlen (diese Zeitschr. **8**, 881, 1907; **10**, 579, 1909), als auch bei photochemischen Wirkungen (diese Zeitschr. **9**, 889, 894, 1908; Jahrb. d. Rad. u. El. **6**, 12, 1909). Nachdem es mir auf Grund der Erfahrung wahrscheinlich geworden ist, daß der Umsatz elektromagnetischer Strahlungsenergie an einzelnen Elektronen für Frequenzen größer als 10^{15} sec^{-1} quantenhaft nach Vielfachen von $6{,}55 \cdot 10^{-27}\, n$ erg erfolgt, gehe ich einen Schritt weiter und ziehe aus der Erfahrung, daß selbst bei sehr geringer Intensität der Strahlung die von einem Elektron aus einfallender Röntgenstrahlung weggenommene Energie (diese Zeitschr. **10**, 579, 1909) und die von einem Valenzelektron aus eingestrahltem sichtbaren oder ultravioletten Licht weggefangene Energie (lichtelektrischer Effekt, photochemische Wirkung) relativ sehr groß ist, nämlich ein Vielfaches von $6{,}55 \cdot 10^{-27}\, n$ ist, den hypothetischen Schluß, daß die elektromagnetische Strahlungsenergie, die von einem einzelnen Elektron kommt, bei ihrer Fortpflanzung wenigstens zum größten Teile innerhalb eines Volumens von der Ordnung der dritten Potenz der Wellenlänge konzentriert bleiben muß, damit sie gemäß dem Planckschen Elementargesetz dem einzelnen absorbierenden Elektron zur Verfügung steht. Diese Hypothese der quantenhaften diskontinuierlichen Struktur der Strahlungsenergie für Frequenzen größer als 10^{15} sec^{-1} scheint mir eine notwendige Konsequenz des Planckschen Elementargesetzes zu sein; in ihrem Sinn hat zuerst A. Einstein (diese Zeitschr. **10**, 185, 1909) das Plancksche Verteilungsgesetz interpretiert. Ihre stärkste experimentelle Stütze sehe ich zunächst in der quantenhaften Absorption von Frequenzen größer als 10^{15} sec^{-1} selbst bei sehr geringer Intensität; um sie weiter experimentell zu prüfen, habe ich in meinen letzten Arbeiten nach großen Dissymmetrien in der Emission von Röntgen- und Lichtstrahlung gesucht; in der Tat haben sich in Übereinstimmung mit jener Hypothese so große Dissymmetrien ergeben, daß die Annahme einer zentrisch in den räumlichen Winkel 4π divergierend sich fortpflanzenden Strahlung bei den untersuchten Phänomenen zum mindesten unwahrscheinlich ist. Die Hypothese der quantenhaften Struktur der elektromagnetischen Strahlung bedarf natürlich noch weiterer experimenteller Prüfung, bis sie die Grundlage einer physikalisch haltbaren Elektronentheorie bilden kann. Sollten weitere experimentelle Untersuchungen jene Hypothese als unvereinbar mit der Erfahrung erweisen, so werde ich ihr zwar Dank bewahren für ihre Anregung zu experimenteller Arbeit, werde aber zu den ersten gehören, welche sie aufgeben.

Auffindung[1]) der Dissymmetrie der Emission von Röntgenstrahlen hinsichtlich Intensität und Absorbierbarkeit führten, liegen auch den nachstehenden Untersuchungen zugrunde. Diese haben zum Ziel, im sichtbaren und ultravioletten Spektrum Erscheinungen aufzusuchen, in welchen eine Transformation von gerichteter mechanischer in gerichtete elektromagnetische Bewegungsgröße oder umgekehrt von gerichteter elektromagnetischer in gerichtete mechanische Bewegungsgröße stattfindet. Die erste Art von Transformation wird an dem Phänomen der Emission bewegter Intensität durch Kanalstrahlen untersucht; was die zweite Art von Transformation betrifft, so wird wahrscheinlich gemacht, daß sie bereits in einer Beobachtung von H. Rubens und E. Ladenburg[2]) vorliegt.

Die Untersuchung[3]) der Lichtemission der Kanalstrahlen hat bezüglich der Linienspektra folgende Resultate ergeben. Die Kanalstrahlen in einem Gase bringen erstens die Linien des Gases in unveränderter Wellenlänge (ruhende Intensität, ruhende Linien) zur Emission; zweitens bringen sie in diesen Linien eine Intensität (bewegte Intensität, bewegte Linien) zur Emission, deren Wellenlängen relativ zu derjenigen der ruhenden Linien vergrößert oder verkleinert erscheinen, je nachdem der Visionsradius in oder entgegengesetzt der Richtung der Kanalstrahlen weist (Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen). Die Träger der bewegten Intensität sind nach der von mir vertretenen Ansicht die positiven Atomionen des Gases, in welchem die Kanalstrahlen erzeugt werden; die Zentra der Emission sind negative Elektronen, welche in die positiven Atomionen eingebaut sind; die Emission hat statt während des Zusammenstoßes eines Kanal-

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 902, 1909; **11**, 107, 1910.

2) H. Rubens u. E. Ladenburg, Verh. d. D. Physik. Ges. **9**, 749, 1907.

3) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892, 1905; Ann. d. Phys. **21**, 401, 1906.

Digitized by Google

strahlenteilchens mit einem anderen Teilchen oder unmittelbar nach einem solchen Zusammenstoß. Die Wellenlänge der bewegten Intensität, welche entgegengesetzt der Richtung des Kanalstrahlenbündels emittiert wird, ist größer als die Wellenlänge der in der Kanalstrahlenrichtung emittierten Intensität. Es erhebt sich die Frage, ob die zwei in entgegengesetzten Richtungen emittierten bewegten Intensitäten auch ihrer Größe nach verschieden groß sind. Bei der Beantwortung der vorstehenden Fragen sind drei Fälle zu unterscheiden.

Erster Fall. Die Masse der Kanalstrahlenionen ist gleich oder nur wenig größer als die Masse der von ihnen gestoßenen Teilchen; dieser Fall liegt vor, wenn die Kanalstrahlen aus einem reinen einatomigen Gas gebildet werden und in dem reinen Gas verlaufen.

Zweiter Fall. Das Kanalstrahlenion hat eine beträchtlich kleinere Masse als das gestoßene oder das stoßende Teilchen. In diesem Falle befinden z. B. sich Wasserstoffkanalstrahlen, die zusammen mit Quecksilberkanalstrahlen in einem Gemisch von Wasserstoff und relativ viel Quecksilberdampf verlaufen.

Dritter Fall. Das Kanalstrahlenion hat eine beträchtlich größere Masse als das gestoßene Teilchen. Dieser Fall wird gegeben durch Quecksilberkanalstrahlen, welche in einem Gemisch von relativ viel Wasserstoff und wenig Quecksilberdampf verlaufen.

§ 2. Methoden.

Um die in der Richtung der Kanalstrahlen emittierte bewegte Intensität („zulaufende Intensität") mit der in entgegengesetzter Richtung emittierten Intensität („weglaufende Intensität") zu vergleichen, hat man die zwei Intensitäten durch je drei total reflektierende Prismen in dieselbe Richtung durch einen Spektralapparat zu leiten. Man beobachtet dann in diesem die ruhende Linie und auf deren kurzwelligen Seite die zulaufende, auf ihrer langwelligen Seite die weglaufende Intensität. Um erstens die verschiedenen hintereinander liegenden Querschnitte des Kanalstrahlenbündels in nahezu gleichem Abstand von dem Spalt des Spektralapparates zu bringen, also mit den von ihnen emittierten Intensitäten nahezu gleich große Öffnungen des Spektralapparates zu füllen, hat man sie in große Entfernung vom Spalt zu bringen und sie mit Hilfe eines Objektivs von geeigneter Öffnung auf den Spalt abzubilden. Man erhält so untereinander auf dem Spalt stark verkleinerte Bilder des in sich projizierten Kanalstrahlenbündels, durch das eine geht die weglaufende, durch das andere die zulaufende Intensität. Die relative Lage der ruhenden und der bewegten Intensitäten, die man bei diesem Verfahren in dem Spektralapparat beobachtet, ist schematisch in Fig. 1 dargestellt.

Die praktische Schwierigkeit dieser Methode, die weg- und die zulaufende Intensität eines und desselben Kanalstrahlenbündels miteinander zu vergleichen, liegt nun darin, daß allein durch die Verschiedenheit der optischen Wege der zwei Intensitäten (Verschiedenheiten in den zwei Gruppen der total reflektierenden Prismen, nicht genau zentrische Projektion der zwei Kanalstrahlenbilder auf den Spalt) eine Verschiedenheit derselben im Spektralapparat bedingt würde. Diese Schwierigkeit läßt sich indes durch folgenden Kunstgriff überwinden. Man läßt in dem Kanal des einen Kanalstrahlenbündels genau entgegengesetzt ein zweites, hinsichtlich Geschwindigkeit und Menge der Strahlen gleiches Bündel verlaufen. Durch die Prismen und das projizierende Objektiv werden dann

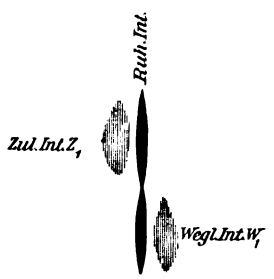


Fig. 1.

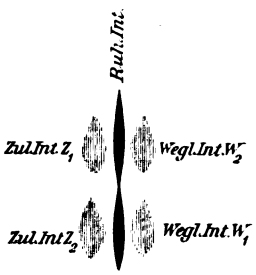


Fig. 2.

ebenfalls je zwei Bilder auf dem Spalt entworfen, und zwar genau an die Stelle der zwei Bilder des ersten Bündels. Die relative Lage der ruhenden und bewegten Intensitäten, die man nunmehr im Spektralapparat erhält, ist schematisch in Fig. 2 dargestellt. Wie leicht zu sehen ist, passiert nun je eine (W_1 bzw. W_2) weglaufende und eine zulaufende Intensität (Z_2 bzw. Z_1) denselben optischen Weg, das Verhältnis der zu vergleichenden weg- und zulaufenden Intensität wird gleich der Quadratwurzel aus dem Produkt der Verhältnisse $\frac{Z_1}{W_2}$ und $\frac{Z_2}{W_1}$. Sind somit die zwei zulaufenden Intensitäten größer als die zwei weglaufenden Intensitäten, so ist erwiesen, daß ein Kanalstrahlenbündel in gewissen Spektrallinien mehr bewegte Intensität in als entgegengesetzt seiner Richtung zur Emission bringt.

Die Forderung, zwei gleich beschaffene Kanalstrahlenbündel in entgegengesetzter Richtung in denselben Kanal zu senden, läßt sich leicht mit großer Annäherung in folgender Weise erfüllen. Man gibt der Kathode eine Form, welche symmetrisch ist in bezug auf die

Digitized by Google

Normalebene durch den Kanal, und stellt jeder ihrer Endflächen in gleichem Abstand je eine Anode gegenüber, die unter sich gleich und außerhalb der Röhren miteinander verbunden sind. Im Innern des Kanals verlaufen dann die Kanalstrahlen der zwei Bündel entgegengesetzt in einem elektrischen Feld gleich Null, treten am Ende des Kanals in das sie verzögernde elektrische Feld vor der Kathodenfläche des zweiten Glimmstromes aus; dieses nimmt aus ihnen auf ihrem Wege bis zur Dunkelraumgrenze den größeren Teil ihrer bewegten Intensität fort, wie durch die vorausgehende Hilfsuntersuchung festgestellt wurde. Die Begrenzung der Länge der Kanalstrahlenbündel durch ein verzögerndes elektrisches Feld war auch aus folgenden Gründen wünschenswert. Erstens sollten alle Licht emittierenden Querschnitte des Kanalstrahlenbündels mit großer Annäherung scharf auf den Spalt des Spektralapparates abgebildet werden; dies war, wenn die Bilder nicht zu klein werden sollten, nur für eine beschränkte Länge (8—10 cm) des Kanalstrahlenbündels möglich. Zweitens sollte ein Auftreffen der Kanalstrahlen auf eine feste Wand (Enden der Röhre) und die Reflexion von Strahlen an dieser möglichst reduziert werden, um die dadurch bedingte Komplikation des Phänomens zu vermeiden.

Die Einzelheiten der Versuchsanordnung, welche durch die vorstehenden Überlegungen vorgeschrieben wurde, sind aus Fig. 3 zu ersehen.

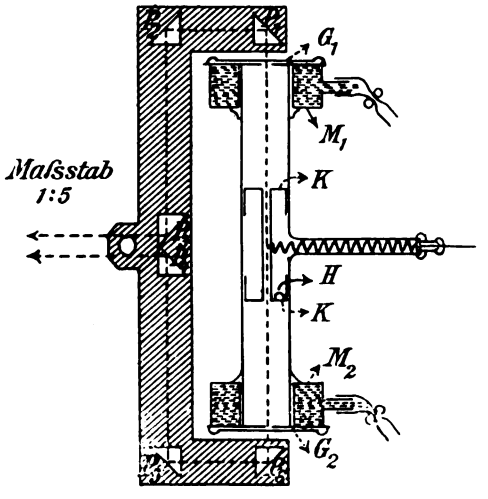


Fig 3.

Auf dem schraffierten, 0,6 cm dicken, plan gehobelten und geschliffenen Messingrahmen R sind die 6 Totalreflexionsprismen (P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6) in der dargestellten Weise montiert. Die erst 8, später 7 cm lange Kathode K war in der Mitte der Kanalstrahlenröhre fixiert, die Weite ihres Kanals betrug 5 mm; die Röhre selbst war 24 cm lang und 3 cm weit. Auf die Enden der Röhre waren die Kühlgefäße M_1 und M_2 aus Messingblech aufgesetzt; jedes besaß ein Zufluß- und ein Abflußrohr für Wasser, von denen in der Figur nur je eines gezeichnet ist. Die das Ende der Röhre abschließende Deckfläche der Kühlgefäße besaß in ihrer Mitte konzentrisch mit der Röhre ein 5 mm weites Diaphragma. Auf die innere Seite der Deckfläche war ein Aluminiumblech mit einem gleich großen Diaphragma aufgepreßt. Auf die äußere Seite der Deckfläche war eine planparallele Glas- bzw. Quarzplatte (G_1, G_2) aufgekittet. Die Anwendung der Kühlgefäße war aus folgendem Grunde notwendig. Die Enden der Röhre mußten im Interesse der Schärfe der Abbildung des Kanalstrahlenbündels planparallele Platten sein, diese konnten nicht direkt auf die Glasröhre gekittet werden, da durch die auf das Ende der Röhre auftreffenden Kathodenstrahlen eine beträchtliche Wärmeentwicklung statthatte. Die mit Aluminiumblech belegten Innenseiten der Deckflächen dienten als Anodenflächen, die zwei Kühlgefäße waren also untereinander und mit dem positiven Pol der Stromquelle verbunden.

Als Stromquelle diente ein großes, mit Turbinenunterbrecher betriebenes Induktorium; zwischen ihm und der Kanalstrahlenröhre lag eine Ventilröhre. Nachdem die Kanalstrahlenröhre durch längeren Betrieb bei starker Belastung und Spülung mit Wasserstoff gereinigt war, begannen die Expositionen; oder es wurde, wenn mit Quecksilberdampf gearbeitet werden sollte, erst dann durch das Evakuationsrohr ein Quecksilbertropfen eingeführt, so daß er bei H im becherartigen Außenraum der Kathode zu liegen kam; durch die Erwärmung von seiten der heißen Elektrode wurde eine ausreichende Verdampfung des Quecksilbers in das Stromgebiet der Röhre bewirkt. Der Druck in der Röhre wurde so gewählt, daß während der Exposition die Länge des Dunkelraumes 2—4 cm betrug und der Querschnitt der Kanalstrahlenbündel etwas größer als derjenige des Kanals in der Kathode war. Das Arbeiten mit Quecksilberdampf gestaltete sich deswegen mühsam, weil durch jede längere Exposition die Röhre infolge der starken Zerstäubung des Aluminiums unbrauchbar wurde, so daß jede Exposition eine neue Röhre verlangte.

Von entscheidender Bedeutung für das Gelingen der Beobachtungen ist die bei ihnen angewendete Optik. Die meisten Aufnahmen machte ich mit dem lichtstarken Prismenspektrographen, der aus Mitteln der Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin gebaut ist. Seine zwei Objektive haben ein Öffnungsverhält-

Digitized by Google

nis von 1:6,5. Seine Dispersion bei λ 4359 und λ 4047 war eben noch ausreichend, um die Beobachtung des Doppler-Effektes an diesen Linien zuzulassen. Unterhalb λ 3900 nimmt bei diesem Spektrographen die Lichtstärke infolge der Absorption im Prisma rasch ab.

Um einerseits die mit dem Prismenspektrographen an den Linien λ 4359 und λ 4047 gemachten Beobachtungen zu kontrollieren, um andererseits die Beobachtungen auf ultraviolette Linien des Quecksilbers auszudehnen, wurden auch Aufnahmen mit einem vorzüglichen geisterarmen Rowlandschen Konkavgitter von 1 m Radius und 8,6 cm Öffnung gemacht. Dieses Gitter wurde mir von Herrn Prof. Riecke in Göttingen zur Verfügung gestellt; ich möchte ihm dafür auch an dieser Stelle verbindlichen Dank sagen. Ich habe mit diesem Gitter bereits früher zusammen mit den Herren Hermann und Kinoshita Beobachtungen[1]) über den Doppler-Effekt an Quecksilberlinien gemacht. Seine Lichtstärke ist auf der einen Seite in dem Spektrum zweiter Ordnung beträchtlich; freilich reicht sie nicht an die Lichtstärke des verwendeten Prismenspektrographen heran. Die Expositionszeit mußte darum beim Gitter über sechs Stunden ausgedehnt werden, um unter den gegebenen Versuchsbedingungen den Doppler-Effekt bei den *Hg*-Linien herauszuholen.

Das Kanalstrahlenbündel wurde beim Prismenspektrographen mit einem achromatischen photographischen Objektiv von 13,5 cm Brennweite und einem Öffnungsverhältnis von 1:6 auf den Spalt abgebildet. Die Abbildung durch den Spektrographen ist unter diesen Umständen stigmatisch. Beim Gitter wurde das Bündel mit einem Quarz-Flußspat-Achromat von Zeiß (Brennweite 13 cm) auf den Spalt abgebildet. Die weitere Abbildung durch das Gitter ist zwar astigmatisch, doch konnte so eingestellt werden, daß die Spektra der zwei auf den Spalt entworfenen Bilder des Kanalstrahlenbündels auf dem photographischen Film getrennt erschienen; achromatische Zylinderobjektive zur Erzielung stigmatischer Abbildung durch das Gitter standen mir leider nicht zur Verfügung.

Große Sorgfalt war auf die Einstellung der Optik zu verwenden. Erstens war im Interesse der Lichtstärke dafür zu sorgen, daß der ganze Öffnungswinkel des Spektrographen mit Licht gefüllt wurde; zweitens mußten die Zentren der zwei auf den Spalt entworfenen kreisförmigen Kanalstrahlenbilder genau untereinander in der Mitte des 0,03 mm weiten Spaltes liegen; drittens mußte zunächst für den Abstand des scharf abzubildenden Querschnittes des Kanalstrahlenbündels durch Probeaufnahmen mit einer *Hg*-Lampe diejenige Stellung des Spaltes (Abstand des Spaltes vom Kollimatorobjektiv bezw. vom Gitter) ermittelt werden, welche die zu untersuchende Linie in schärfster Abbildung auf der photographischen Schicht lieferte; viertens war bei der darauffolgenden Einstellung auf das Kanalstrahlenbündel darauf zu achten, daß der bevorzugte Querschnitt des Bündels die ausgesuchte Einstellung schärfster und darum lichtstärkster Abbildung auf den Spalt erhielt. Denn obzwar der Abstand zwischen dem abbildenden Objektiv und dem Kanalstrahlenbündel immer größer als 100 cm war, so waren doch nicht alle Querschnitte des 8—10 cm langen Kanalstrahlenbündels gleichzeitig gleich scharf abgebildet. Dieser Umstand hat dann nur einen geringen Einfluß, wenn das Kanalstrahlenbündel, wie es bei Wasserstoff der Fall ist, auf einer Strecke von 7—8 cm nahezu überall die gleiche Beschaffenheit hat, so daß man auf die Mitte des Kanalstrahlenbündels scharf einstellen kann. Wenn aber, wie bei Quecksilberkanalstrahlen, die Absorption der Strahlen beträchtlich ist, dann nimmt die Zahl der Strahlen und ihre Lichtemission von dem Beginn des Bündels nach weiter entfernten Querschnitten zu ab. Dann ist es bei der gewählten Versuchsanordnung nicht mehr möglich, gleichzeitig auf die weglaufende und auf die zulaufende Intensität gleich scharf einzustellen, da nunmehr der Ort der Emission weglaufender Intensität von dem abbildenden Objektiv eine kleinere Entfernung längs des optischen Weges hat als der Anfang des zulaufenden Bündels. Als sich darum bereits in der ersten Aufnahme das wichtige Resultat ergab, daß bei den Quecksilberlinien die zulaufende Intensität beträchtlich größer ist als die weglaufende Intensität, stellte ich bei allen folgenden Aufnahmen absichtlich scharf auf die weglaufende Intensität ein und benachteiligte somit die zulaufende Intensität.

Das Resultat der nachstehenden Beobachtungen, daß bei Quecksilberkanalstrahlen in Wasserstoff die in der Richtung des Strahlenbündels emittierte Intensität beträchtlich größer ist als die in entgegengesetzter Richtung emittierte Intensität, ist zunächst natürlich nur gültig für das Verhältnis der Partialdrucke des Wasserstoffes und Quecksilberdampfes, welches während der Beobachtungen bestand. Dieses Verhältnis kann ich leider nicht genau angeben. Jedenfalls war der Partialdruck des Wasserstoffes beträchtlich größer als derjenige des Quecksilberdampfes, so daß die Quecksilberkanalstrahlen hauptsächlich durch Zusammenstöße mit Wasserstoffmolekülen gebremst wurden. Zur Charakte-

[1]) J. Stark, W. Hermann u. S. Kinoshita, Ann. d. Phys. **21**, 462, 1906.

Digitized by Google

ristik des Verhältnisses der Drucke mag folgende Angabe dienen: In der gut gereinigten Röhre zeigte das Kanalstrahlenbündel noch die rote Farbe der Wasserstoffkanalstrahlen, der sich mit sinkendem Gesamtdruck immer mehr Weiß von den Quecksilberkanalstrahlen beimischte; die negative Glimmschicht zeigte abweichend von dem rötlichen Weiß in reinem Wasserstoff eine ziemlich intensive grünliche Farbe infolge der Gegenwart des Quecksilberdampfes.

§ 3. Resultate.

Um von den nach der vorstehenden Versuchsanordnung erhaltenen Spektrogrammen eine Anschauung zu geben, sind auf der beigegebenen Tafel (III) mehrere Linien vergrößert reproduziert; sie sind alle so gestellt, daß vertikal in der Mitte die ruhende Linie, links daneben die zulaufende Intensität, rechts daneben die weglaufende Intensität liegt. Die Figuren I, II und III zeigen in 13facher Vergrößerung vollständig die Wasserstofflinie H_β in den zwei Spektren und zwar Fig. I bezw. II bei gleicher Einstellung für reinen Wasserstoff (Fig. I) bezw. für das Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf (Fig. II), Fig. III bei veränderter Einstellung (vergrößerter Objektabstand) für das Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf. Fig. IV (von dem gleichen Spektrogramm wie Fig. III abgenommen) zeigt in gleicher Vergrößerung die Hg-Linie 4359 vollständig; diese negativ reproduzierten Spektrogramme[1]) wurden alle mit dem Prismenapparat gewonnen. Fig. V zeigt in 28facher Vergrößerung einen Streifen von der Linie 4359 aus einem Gitterspektrogramm, ebenso Fig. VI von der Linie 3660.

Was die Wasserstofflinien H_α, H_β, H_γ betrifft, so zeigte bereits der rohe Vergleich ihrer zu- und weglaufenden Intensität mit bloßem Auge, daß die Differenzen zwischen den zwei Intensitäten jedenfalls nicht groß sind. Dies bestätigte auch die Messung der Schwärzungen auf den Photogrammen mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers. In Fig. 4a und 4b sind graphisch die Messungen der Schwärzungen der Linie H_β (Tafel, Fig. I) für reinen Wasserstoff, in Fig. 5a und Fig. 5b die Messungen der Schwärzungen für die Linie H_β (Tafel, Fig. II) dargestellt; als Ordinate ist die Schwärzung eingetragen, als Abszisse für die bewegte Intensität die Geschwindigkeit $v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} 3 \cdot 10^{10}$ cm sec^{-1}.

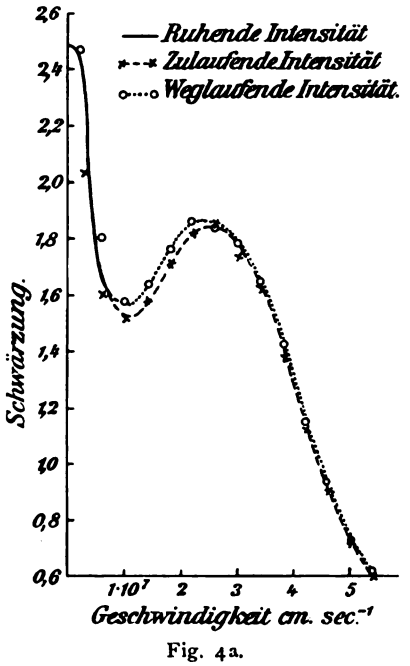


Fig. 4a.

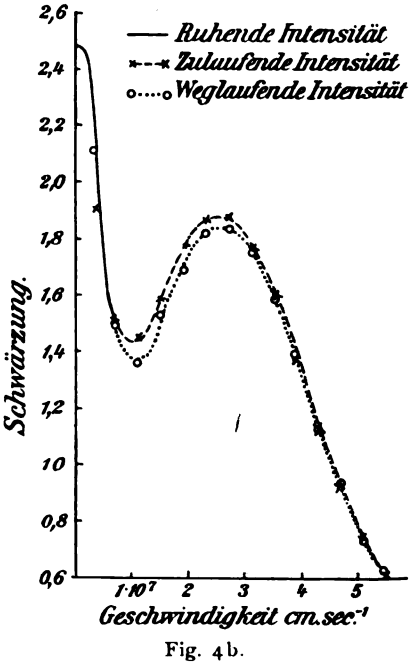


Fig. 4b.

Wie diese zwei Beispiele ersehen lassen und wie die Photometrierung von drei weiteren Spektrogrammen ergab, ist die zulaufende Intensität der Wasserstoffkanalstrahlen jedenfalls nur wenig verschieden von der

1) Ein Vergleich der Photogramme I und II und Figuren 4 und 5 läßt auch erkennen, daß die Beimischung von Quecksilberdampf zu Wasserstoff die bewegte Intensität der Wasserstofflinien relativ zu ihrer ruhenden Intensität vermindert und die Breite des Intensitätsminimums verringert (vergl. W. Hermann, diese Zeitschr. **7**, 567, 1906; W. Hermann u. S. Kinoshita, diese Zeitschr. **7**, 564, 1906; B. Straßer, diese Zeitschr. **10**, 404, 1909). In Fig. IV ist der Doppler-Effekt infolge der geringen Dispersion mit der ruhenden Linie verschmolzen und erscheint als Unschärfe der ultravioletten Seite (zulaufende Intensität) dieser Linie. Das gleiche ist der Fall bei den schlecht gelungenen Positivreproduktionen V und VI.

Digitized by Google

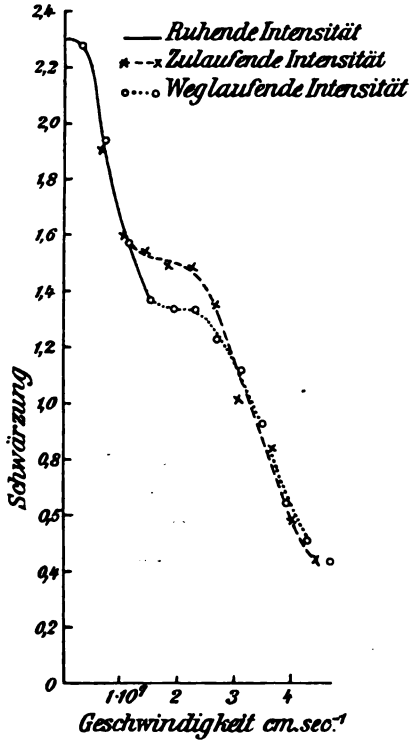


Fig. 5a.

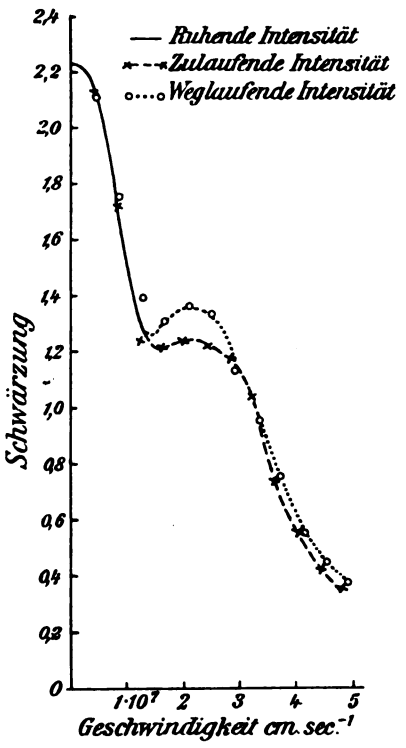


Fig. 5b.

weglaufenden Intensität, mögen sie in reinem Wasserstoff verlaufen oder mag diesem etwas Quecksilberdampf beigemischt sein.

Ein abweichendes Resultat liefert die gleichzeitige Beobachtung der weglaufenden und der zulaufenden Intensität bei den Quecksilberlinien. Trotzdem dieses Resultat so merkwürdig ist, möchte ich es aus folgenden Gründen qualitativ für gesichert halten. Es ergab sich die zulaufende Intensität größer, obwohl die weglaufende Intensität durch die Optik der Methode bevorzugt war. Diese Differenz der zwei Intensitäten bei den Quecksilberlinien zeigte sich auf denselben Spektrogrammen, auf welchen für H_β die zwei Intensitäten in beiden Kanalstrahlenbündeln nahezu gleich groß waren. Ferner wurde dasselbe Resultat mit dem Prismenapparat bei verschiedenen Einstellungen und mit dem Gitter erhalten. Weiter wurde der Doppler-Effekt von dieser Dissymmetrie nur bei den *Hg*-Linien λ 4359, λ 4047, λ 3650 erhalten, bei welcher auch bei den früheren Beobachtungen der Doppler-Effekt in beträchtlicher Intensität erhalten worden war; die Linie λ 4078, deren ruhende Intensität fast ebenso groß ist wie diejenige von λ 4047, zeigte in Übereinstimmung mit den früheren Resultaten in den vorliegenden lichtschwächeren Spektrogrammen keine Andeutung eines Effektes; die Linien λ 4359, λ 4047 und λ 3650 zeigen hinsichtlich der Intensität und des Maximalwertes des Doppler-Effektes Übereinstimmung.

Aus der nachstehenden Tabelle ergibt sich demnach das Resultat, daß die Quecksilberkanalstrahlen, wenn sie in einem Gemisch

Linie	Zulaufende Intensität	Weglaufende Intensität	Maximale Geschwindigkeit	Spektrograph und Einstellung
4358,6	Ziemlich groß	Nicht merkbar	$6{,}6 \cdot 10^6$ cm sec^{-1}	Prismenapparat, Einstellung auf den Anfang des zulaufenden Bündels.
4358,6	Beträchtlich	Eben merkbar	6,0	Prismenapparat, Einstellung auf den Anfang des weglaufenden Bündels.
4046,8	Beträchtlich	Eben merkbar	6,5	Prismenapparat, Einstellung wie zuvor bei größerem Objektabstand.
4358,6	Ziemlich beträchtlich	Eben merkbar	7,2*	Gitter, Einstellung auf den Anfang des weglaufenden Bündels.
4046,8	Merkbar	Nicht merkbar	7,2*	Gitter, wie zuvor.
3650,3	Merkbar	Nicht merkbar	7,5*	Gitter, wie zuvor.

* Bei den Aufnahmen mit dem Gitter war der Kathodenfall größer als bei den Aufnahmen mit dem Prismenapparat.

Digitized by Google

von relativ viel Wasserstoff und wenig Quecksilberdampf verlaufen, in sichtbaren und ultravioletten Serienlinien beträchtlich mehr bewegte Intensität nach der Rückseite als nach der Vorderseite der Ebene normal zu ihrer Richtung zur Emission bringen. Dieses Resultat ist analog dem an Röntgenstrahlen erhaltenen Resultat[1]), daß Kathodenstrahlen bei ihrer Verzögerung an den Atomen der Antikathode mehr Röntgenstrahlen nach der Rückseite als nach der Vorderseite der Ebene normal zu ihrer Richtung zur Emission bringen. In diesem Falle handelt es sich um freie Elektronen, in jenem Falle um gebundene Elektronen, welche für sich allein bezw. zusammen mit der an sie gebundenen Atommasse in ihrer Bewegungsrichtung durch Zusammenstöße verzögert werden.

Ob die obige Differenz zwischen den Wasserstoff- und Quecksilberkanalstrahlen daraus sich erklärt, daß Wasserstoffkanalstrahlen beim Zusammenstoß mit Wasserstoffmolekülen oder Quecksilberatomen nicht bloß verzögert, sondern bei der darauffolgenden Reflexion in der Bewegungsrichtung auch beschleunigt werden, während Quecksilberkanalstrahlen in Wasserstoff überwiegend in ihrer Bewegungsrichtung nur verzögert werden, ferner wie sich das Verhältnis von zulaufender zu weglaufender Intensität bei Quecksilberkanalstrahlen mit dem Verhältnis der Partialdrucke des Quecksilberdampfes und des Wasserstoffes ändert, auf diese Fragen müssen weitere experimentelle Untersuchungen Antwort geben.

§ 4. Über dissymmetrische Emission negativer Elektronen im lichtelektrischen Effekt.

An früherer Stelle[2]) habe ich dargelegt, daß aus der Größe der Energie der von Röntgenstrahlen zur Emission gebrachten sekundären Kathodenstrahlen auf eine quantenhafte Struktur der Röntgenstrahlenergie zu schließen ist. Dieselbe Überlegung ist für ultraviolette Lichtstrahlen deswegen richtig, weil die Menge der vom ultravioletten Licht zur Emission gebrachten Elektronen proportional seiner Intensität selbst für sehr kleine Werte derselben ist und weil die maximale Energie der emittierten Elektronen unabhängig von der Intensität lediglich durch die Frequenz der Lichtstrahlen bedingt wird.

Die Umkehrung des Phänomens der dissymmetrischen Lichtemission durch beschleunigte Elektronen ist das Phänomen der dissymmetrischen Elektronenemission durch ein Lichtstrahlenbündel. Es ist nämlich zu erwarten, daß ein paralleles Bündel ultravioletter Lichtstrahlen bei der Absorption in einem Körper primär lediglich nach der Rückseite der Normalebene zur Strahlenrichtung sekundäre Kathodenstrahlen zur Emission bringt; erst durch Reflexion an den Körpermolekülen wird ein Teil der emittierten Kathodenstrahlen unter Geschwindigkeitsverlust nach der Vorderseite der Normalebene gelangen. Diese Dissymmetrie zwischen der Vorder- und Rückseite der Normalebene läßt sich formal in folgender Weise darstellen. Eine planparallele Körperschicht von der Dicke l_0 werde von einem parallelen Lichtstrahlenbündel in normaler Richtung durchlaufen; dessen anfängliche Intensität sei J_0, der Absorptionsindex des Körpers für die Lichtstrahlen sei $\varkappa$. Die in dem Schichtelement von der Dicke dl absorbierte Lichtmenge ist dann $dJ = -\varkappa J_0 e^{-\varkappa l} dl$. Die von dieser nach der Rückseite der Normalebene emittierte Elektronenmenge sei

$$dE_r = -k_r dJ;$$

der Absorptionsindex des Körpers für die so erzeugten Kathodenstrahlen sei α. Es ist dann die Gesamtmenge negativer Elektronen, welche aus der ganzen Schichtdicke l_0 nach der Rückseite der Normalebene gelangt

$$E_r = \frac{k_r \varkappa J_0 e^{-\alpha l_0}}{\alpha - \varkappa} [e^{(\alpha-\varkappa) l_0} - 1].$$

Analog ergibt sich für die nach der Vorderseite der Normalebene gelangende Elektronenmenge der Wert

$$E_v = \frac{k_v \varkappa J_0}{\alpha + \varkappa} [1 - e^{-(\alpha+\varkappa) l_0}].$$

Ist α groß gegen $\varkappa$, wie es zumeist der Fall ist, und ist außerdem $e^{(\alpha-\varkappa) l_0}$ groß gegen 1, so ergeben sich die Ausdrücke

$$E_r = \frac{k_r \varkappa}{\alpha} J_{l_0},$$

$$E_v = \frac{k_v \varkappa}{\alpha} J_0,$$

$$\frac{E_r}{E_v} = \frac{k_r}{k_v} \frac{J_{l_0}}{J_0} = \frac{k_r}{k_v} e^{-\varkappa l_0}.$$

Nun haben H. Rubens und E. Ladenburg[1]) über den lichtelektrischen Effekt auf der Vorderseite und der Rückseite normal durchstrahlter dünner Goldfolien folgende Resultate erhalten. Für das Verhältnis $\frac{E_r}{E_v}$ fanden sie bei einer 90 $\mu\mu$ dicken Goldfolie den Wert $^1/_{100}$, für das Verhältnis $\frac{J_{l_0}}{J_0}$ den Wert $^1/_{1000}$. Demgemäß haben wir für das Verhältnis $\frac{k_r}{k_v}$ den Wert 10 zu folgern. Die Beobachtungen von H. Rubens und E. Ladenburg können also dahin interpretiert werden, daß ein ultra-

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 902, 1909; 11, 107, 1910.
2) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 579, 1909.

1) H. Rubens u. E. Ladenburg, Verh. d. D. Physik. Ges. 9, 749, 1907.

Digitized by Google

violettes Lichtstrahlenbündel mehr sekundäre Kathodenstrahlen nach der Rückseite als nach der Vorderseite seiner Normalebene zur Emission bringt. Außer einer Erweiterung derartiger Beobachtungen wäre eine Untersuchung darüber wünschenswert, ob die maximale Geschwindigkeit der nach der Rückseite der Normalebene emittierten Kathodenstrahlen größer ist als diejenige der nach der Vorderseite gelangenden Strahlen.

Ein Teil der bei der vorstehenden Untersuchung benutzten Apparate wurde aus Mitteln beschafft, welche mir von dem Kuratorium der Jagorstiftung zur Verfügung gestellt wurden.

Aachen, Technische Hochschule, 10. Januar 1910. (Eingegangen 31. Januar 1910.)

Über die Leitfähigkeit elektrischer Isolatoren und ihre Änderung durch Licht, Feuchtigkeit, Temperatur usw.

Von Walter Dietrich.

Auf Vorschlag von Herrn Geheimrat Riecke untersuchte ich im physikalischen Laboratorium der Göttinger Universität eine Reihe elektrischer Isolatoren in bezug auf die Veränderung ihrer Isolationsfähigkeit, wie sie unter verschiedenen Einflüssen stattfindet. Die genaueren Untersuchungen darüber sind in meiner Inaugural-Dissertation [1]) niedergelegt, die das gleiche Thema hat, wie vorliegende Mitteilung. Hier seien nur die wesentlichen Resultate davon wiedergegeben.

Es wurden untersucht: Hartgummi, Kautschuk, Siegellack, Paraffin, Wachs, Harz, Schellack, Vulkanfiber, Vulkanasbest, Isostabil, Bernstein, Ambroid, Glas, Porzellan und Holz. Die Isolatoren wurden in Form von kurzen runden Stangen zwischen zwei gleiche Elektroskope gespannt, von denen bei einem Teil der Beobachtungen das eine positiv, das andere negativ geladen, bei einem andern nur das eine positiv geladen und das zweite auf Potential null gehalten wurde; der Widerstand wurde dann durch Beobachtung des Ladungsverlustes der Elektroskope gemessen. Die Formeln für seine Berechnung waren unter Berücksichtigung der Zerstreuungen z_1 und z_2 der beiden Elektroskope

im ersten Falle:

$$W = \frac{9 \times 10^{11}}{c_1} \cdot \frac{2t'}{\lg V_A - \lg (V_E + z_1 + z_2)},$$

im zweiten Falle:

$$W = \frac{9 \times 10^{11}}{c_1} \cdot \frac{t}{\lg (V_1 - u) - \lg (V_1' + z_1)}$$

wo W der Widerstand in Ohm, t die Zeit, c_1 die Kapazität des einen Elektroskops unter den gegebenen Bedingungen, V_A resp. V_E die Gesamtanfangs- resp. Endspannung zwischen den Elektroskopen und V_1 und V_1' die Anfangs- und Endspannung eines Elektroskops bedeutet; u war noch eine kleine Korrektionsgröße.

Bei dem Einfluß, den das Licht auf Hartgummi und seine Isolationsfähigkeit hat, zeigten sich vor allem die ultravioletten Strahlen wirksam und die Anwesenheit des Sauerstoffs dabei als sehr wesentlich. Bei der stattfindenden Zersetzung bildet sich auf der Oberfläche des Hartgummis neben etwas Schwefelsäure offenbar noch eine Substanz organischer Natur. Bei verschiedenen Fabrikaten zeigen sich bedeutende Unterschiede in der Lichtempfindlichkeit. Auch Kautschuk wird vom Licht äußerlich angegriffen, aber viel weniger als Hartgummi. Ebenso erhalten Siegellack und Paraffin unter der Wirkung des Lichts Oberflächenleitfähigkeit. Durch Feuchtigkeit wird Siegellack, Paraffin, Wachs, Harz und Schellack angegriffen und oberflächlich leitend gemacht. Wachs zeigte schon nach bloßem Liegen an der Luft eine Schwächung seiner Isolationsfähigkeit, Vulkanfiber, Vulkanasbest und Isostabil erwiesen sich als relativ schlechte Isolatoren, da sie stark Feuchtigkeit ziehen. Bei Porzellan wurde eine schwache Leitfähigkeit konstatiert, die ein etwas unsicheres Verhalten zeigte. Die Versuche mit verschiedenen Sorten von Holz ließen für die Größe seines Widerstandes zwei Faktoren als wesentlich erscheinen, nämlich erstens die Art der Holzsorte an und für sich und zweitens die Schnelligkeit, mit der das betreffende Holz Feuchtigkeit aufnimmt. Dementsprechend ordneten sich die untersuchten Holzsorten unter Vorantritt derjenigen, welche sich als jedesmal die beste in bezug auf Isolationsfähigkeit erwies, in folgende beiden Reihenfolgen: 1. Fichte, Nußbaum, Kiefer, Buche, Eiche und 2. Eiche Nußbaum, Fichte, Kiefer, Buche. Die erste Reihe ergab sich aus Untersuchungen der Stangen im trockenen Zustande, die zweite, nachdem die Stangen gleichlange Zeit in feuchter Luft (40 Proz.) gelegen hatten. Bei Glas fiel das wechselvolle Verhalten seines Widerstandes sehr auf. Stangen derselben Glassorte, ja auch Teile desselben Glasstabes ergaben nicht nur von vornherein sehr verschiedene Widerstände, sondern wichen auch in ihrem weiteren Verhalten gegenüber längerer Einwirkung des elektrischen Stromes auffallend voneinander ab; denn ihr Widerstand blieb bald konstant, bald stieg er an und bald nahm er ab. Das spricht gegen die Annahme von

1) Göttingen 1909.

Digitized by Google

Warburg[1]), daß das Glas elektrolytisch leitet, denn in diesem Falle hätte der Widerstand einer Glasstange in aufeinander folgenden Messungen bei Verwendung von Quecksilberelektroden, wie sie hier stattfand, nur zunehmen müssen. Foussereau[2]) erklärt die auch schon früher beobachteten Veränderungen des elektrischen Widerstandes im Glase durch Unterschiede in Härte und innerer Spannung. Doch scheint bei diesen Versuchen, wo dicht nebeneinander gelegene Teile desselben Glasstabes untersucht wurden, diese Erklärung nicht stichhaltig zu sein; denn die Gleichheit der Herstellungsbedingungen läßt keinen inneren Grund zur Entstehung von Härte- und Spannungsunterschieden erkennen. Wahrscheinlich sind wechselnde Kristallisationen im Innern des Glases die Ursache der Veränderungen seines Widerstandes.

Ich will nun auf das Verhalten der Isolatoren gegenüber Temperaturänderungen eingehen, das sich etwas einheitlicher zusammenfassen läßt, als die bisher beschriebenen Versuche über die Wirkung von Licht und Feuchtigkeit auf die Oberflächenleitung. Durch eine einfache elektrische Heizvorrichtung, die zwischen den Elektroskopen angebracht wurde und die freischwebend die eingespannten Isolatorstangen umgab, konnten letztere auf verschiedene Temperaturen gebracht werden. Bei allen mit diesem Apparat untersuchten Isolatoren, nämlich Hartgummi in verschiedenen Sorten, Kautschuk, Schellack, Harz, Siegellack, Wachs, Paraffin, Bernstein, Ambroid, Glas und trocknes Buchenholz zeigte sich bei allmählicher Steigerung der Temperatur ein regelmäßiges Sinken des elektrischen Widerstandes, das bei den einzelnen Substanzen bei verschiedener Temperatur eintrat. Bei dieser Wirkung der Temperaturerhöhung handelt es sich nicht um die Leitfähigkeit der Oberfläche, denn diese wird mit steigender Temperatur schlechter; die Beobachtungen sind vielmehr auf die innere Leitfähigkeit der Substanzen zu beziehen. Die Leitfähigkeit wuchs bei allen Isolatoren nach einem Exponentialgesetz. Und zwar wurde im allgemeinen durch meine Versuche das von Koenigsberger[3]) aufgestellte Widerstandsgesetz

$$W = W_0 \cdot e^{-q \frac{t}{T \cdot 273}}$$

auch für die hier untersuchten Isolatoren bestätigt. Die Formel bildet, wie man unmittelbar erhält, einen speziellen Fall der allgemeinen von Koenigsberger aufgestellten Gesetze. Zur Erläuterung gebe ich einige meiner Tabellen hier wieder, in denen die bei verschiedenen Temperaturen beobachteten Widerstände, reduziert auf ein cm³, angegeben sind unter Danebenstellung der nach obigem Gesetz berechneten Werte, aus denen man sich von der Richtigkeit des Gesagten überzeugen kann.

Hartgummi H.

t	Sp. W beobachtet	Sp. W berechnet	log (Sp. $L \cdot 10^{16}$) beobachtet	log (Sp. $L \cdot 10^{16}$) berechnet
22	$>0{,}5 \cdot 10^{16}$	$721{,}3 \cdot 10^{16}$	>0,30	0,1419—3
92	$42{,}7\,(?) \cdot 10^{13}$		1,37 (?)	
93	$244\,(?) \cdot 10^{13}$	$275{,}5 \cdot 10^{13}$	0,613 (?)	0,5599
121	26,9 „	26,92 „	1,57	1,5699
152,5	2,84 „	2,832 „	2,55	2,548
177,5	0,290 „	0,5958 „	3,54	3,225
207	0,0219 „	0,1109 „	4,66	3,995
	$q = 11970$		$W_0 = 1{,}902 \cdot 10^{20}$	

Porzellan.

20	$12{,}9 \cdot 10^{13}$	$181{,}0 \cdot 10^{13}$	1,888	0,742
51	28,1 „	31,64 „	1,552	1,4998
63	15,8 „	17,59 „	1,803	1,7547
75	10,2 „	10,17 „	1,993	1,9927
97,5	4,00 „	4,002 „	2,398	2,3977
124	1,08 „	1,535 „	2,965	2,8147
160,5	0,172 „	0,4935 „	3,766	3,3067
189	0,0385 „	0,2303 „	4,415	3,6377
	$q = 5338$		$W_0 = 687{,}5 \cdot 10^{13}$	

Hartgummi A.

20	$>0{,}5 \cdot 10^{16}$	$7{,}54 \cdot 10^{16}$	<0,301	0,1226—1
52,5	$3590 \cdot 10^{11}$	$5351 \cdot 10^{11}$	1,45	1,2716
93	42,5 „	38,32 „	3,37	3,4166
94	34,4 „	34,47 „	3,46	3,4626
95,5	23,5 „	29,27 „	3,63	3,5336
122	2,08 „	2,077 „	4,68	4,6826
123	1,75 „	1,898 „	4,76	4,7217
	$q = 14520$		$W_0 = 2{,}847 \cdot 10^{18}$	

Bienenwachs, weiß.

22	$48{,}2\,(?) \cdot 10^{13}$	$1013 \cdot 10^{13}$	1,317 (?)	0,9944—1
49	10,3 „	10,29 „	1,988	1,9876
61,5	2,37 „	2,278 „	2,625	2,6424
62,5	2,03 „	2,030 „	2,693	2,6925
79	0,227 „	0,330 „	3,645	3,4815
	$q = 12990$		$W_0 = 14{,}34 \cdot 10^{16}$	

Buchenholz.

20	$50{,}0 \cdot 10^{11}$	$105{,}6 \cdot 10^{11}$	3,301	2,976
47	16,3 „	16,67 „	3,788	3,778
49	14,7 „	14,72 „	3,833	3,832
65	5,73 „	5,727 „	4,241	4,241
84	2,67 „	2,089 „	4,573	4,680
106,5	0,661 „	0,7209 „	5,180	5,142
	$q = 6412$		$W_0 = 524{,}7 \cdot 10^{11}$	

Die praktische Bedeutung der gefundenen Tatsache ist, daß man dadurch instand gesetzt wird, falls genügend gute Werte von q und W_0 für die verschiedenen Isolatoren gefunden sind, für irgendeine Temperatur im voraus den innern

1) Warburg, Wied. Ann. **21**, 622, 1884.
2) Foussereau, Annales de Chimie et de Physique **6**, 5, 1885.
3) Joh. Koenigsberger, diese Zeitschr. **8**, 833, 1907; Joh. Koenigsberger, Zeitschr. f. Elektrochemie **15**, 7, 1909; Joh. Koenigsberger u. O. Reichenheim, diese Zeitschr. **7**, 570, 1906; Joh. Koenigsberger u. K. Schilling, diese Zeitschr. **9**, 351, 1908.

Digitized by Google

elektrischen Widerstand eines Isolators zu berechnen. Aus meinen Untersuchungen ergaben sich folgende Werte von q und W_0.

Isolator	W_0	q
Hartgummi H	$1{,}90 \cdot 10^{21}$	11970
Hartgummi F	$44{,}8 \cdot 10^{21}$	16960
Hartgummi A	$2{,}85 \cdot 10^{18}$	14520
Hartgummi L	$429 \cdot 10^{20}$	19330
Hartgummi E	$10{,}0 \cdot 10^{20}$	17160
Kautschuk	$1{,}16 \cdot 10^{16}$	7588
Ambroid (klar)	$99{,}7 \cdot 10^{28}$	25140
Bernstein	$7{,}22 \cdot 10^{16}$(?)	5258 (?)
Bienenwachs, gelb	$11{,}1 \cdot 10^{16}$	13420
Bienenwachs, weiß	$14{,}3 \cdot 10^{16}$	12990
Siegellack, dunkelrot	$652 \cdot 10^{16}$(?)	13790 (?)
Siegellack, hellrot	$1360 \cdot 10^{16}$(?)	16820 (?)
Schellack	$13{,}9 \cdot 10^{16}$	16710
Schellack	$0{,}488 \cdot 10^{16}$	13230
Glas O	$21{,}9 \cdot 10^{13}$	7386
Glas R	$0{,}633 \cdot 10^{13}$	4185
Porzellan	$688 \cdot 10^{13}$	5338
Buchenholz (Faser längs)	$5{,}25 \cdot 10^{13}$	6412

Diese Widerstandsbestimmung wird allerdings immer nur eine rohe bleiben; denn erstens weisen die Werte von q und W_0 bei ein und derselben Substanz oft ziemliche Schwankungen auf und sie ändern sich auch manchmal, nachdem der Isolator starken Temperaturänderungen ausgesetzt gewesen war; zweitens stimmt das Temperaturgesetz nicht genau. Man erkennt das am besten, wenn man die in den Tabellen gegebenen Logarithmen der Leitfähigkeiten sich graphisch aufträgt, wie ich es in meiner Dissertation getan habe. Am auffallendsten ist die Abweichung vom Gesetz bei Glas, Porzellan und der einen Hartgummisorte, die ich mit H bezeichnet habe, indem die beobachtete Leitfähigkeitskurve meist flacher oder gar mit entgegengesetzter Krümmung verläuft als die berechnete. Auf Beobachtungsfehler sind diese Abweichungen nicht zurückzuführen, da sie erstens zu groß sind und zweitens auch in den Messungen anderer Beobachter sich wiederholen. Foussereau[1]) kommt daher auf Grund seiner Untersuchungen dazu, für Glas, Porzellan und noch andere Substanzen die Formel aufzustellen

$$\log L = C - \alpha t + \beta t^2$$

wo C, α und β Konstanten sind, t die Temperatur und L die Leitfähigkeit bedeutet. Auch Rasch und Hinrichsen[2]) erkennen die Abweichungen von dem Exponentialgesetz bei den von ihnen angeführten Messungen an, glauben aber, sie auf Beobachtungsfehler zurückführen zu können, eine Annahme, die, wie schon gesagt, erstens die Stärke der Abweichungen und zweitens die Häufigkeit, mit der diese letzteren von den verschiedensten Seiten beobachtet wurden, gegen sich hat. Hält man an dem Temperaturgesetz Koenigsbergers fest, so muß man eine Veränderlichkeit der Größe q, d. h. der Dissoziationswärme mit der Temperatur annehmen.

1) Foussereau, Compt. Rend. **95**, 216, 1882.
2) Rasch u. Hinrichsen, Zeitschr. f. Elektrochemie **14**, 41, 1908.

(Eingegangen 27. Januar 1910.)

Über die Radioaktivität des Taues.
(Sulla radioattività della rugiada.)

Von C. Negro.

Die Untersuchungen, um die es sich in der vorliegenden Mitteilung handelt, stehen im Zusammenhange mit denen, die seitens zahlreicher Forscher über die atmosphärischen Niederschläge angestellt worden sind[1]); sie weichen aber zugleich von diesen ab, und zwar einmal wegen des besonderen Verfahrens, das ich zum Sammeln des zu untersuchenden Materials befolgen mußte, sodann durch dieses Material an sich. Ich setzte abends gegen 8 Uhr sechs Glasplatten aus; vier von diesen hatten das Maß 6×9 cm, eine $3 \times 4^1/_2$ cm und eine 9×12 cm. Sie stammten sämtlich von gewöhnlichen photographischen Negativen, von denen die Schicht sorgfältig entfernt worden war. Von drei 6×9 cm großen Platten war die eine auf der einen Fläche mit einer weißen Lackschicht überzogen, eine zweite mit einer roten und die dritte mit einer schwarzen Schicht. Diese Färbung war zum Zwecke einer Untersuchung unternommen worden, von der hier nicht die Rede sein soll. Ich legte sämtliche Platten unmittelbar auf den Erdboden, und zwar wählte ich, um etwaige Einflüsse fernzuhalten, die von einer verschiedenartigen Zusammensetzung des Bodens herrühren könnten, einen Pfad von Humus, der zwischen den Beeten eines Gartens im Innern eines großen Hofraumes hinläuft. Nicht weit davon entfernt befanden sich hochstämmige Bäume, aber die Platten wurden von ihrem Laub keineswegs bedeckt. Am folgenden Morgen gegen 7 Uhr nahm ich sämtliche Platten fort, wog sie zunächst genau und legte sie dann alle in den Zerstreuungszylinder des Untersuchungsapparates. Ich benutzte den Apparat von Elster und Geitel. Die Platte von $3 \times 4^1/_2$ cm führte ich nicht mit in den Apparat ein, weil ihre Abmessungen im Vergleich zu denen der übrigen so gering waren. Die Ausführung der Wägung erforderte stets etwa zehn Minuten.

Es ist gut, zu bemerken, und soll den Gegenstand einer besonderen Untersuchung bilden, daß der Wasserdampf in allen Fällen, wo ich

1) Siehe u. a. G. Costanzo u. C. Negro, diese Zeitschr. **7**, 350, 921, 1906.

Digitized by Google

die Radioaktivität des Taues untersucht habe, sich ausschließlich auf der am Boden liegenden Fläche fand. Die dem Himmel zugewandte Fläche zeigte niemals die geringste Spur von Flüssigkeit, selbst nicht bei passender Vergrößerung. Weiter zeigte sich das Glas, sowohl bei Betrachtung mit dem bloßen Auge, als auch unter der Lupe, bedeckt mit — je nach der Menge der Kondensation mehr oder minder großen — Tropfen, die voneinander durch ganz winzige Tröpfchen getrennt waren.

Bei einer Messungsreihe lud ich das Elektroskop positiv und erhielt für die Zerstreuung folgende Mittelwerte:

Zeit	A_+
7h 10′ a. m.	1,87
7h 15′ „ „	1,01
7h 30′ „ „	0,76
8h 00′ „ „	0,56
9h 00′ „ „	0,47
10h 00′ „ „	0,47
11h 00′ „ „	

Ich brauche nicht zu bemerken, daß ich vor Beginn der Ablesungen wartete, bis der Apparat elektrisch in Ruhe war.

Um nicht zu viele Dezimalstellen zu erhalten, benutzte ich nicht die Formel

$$a = \frac{1}{t}(\log V_0 - \log V_t) \cdot 100,$$

sondern ersetzte in dieser Formel lieber den Wert 100 durch 1000; ich benutzte also die Formel:

$$A = \frac{1}{t}(\log V_0 - \log V_t) \cdot 1000.$$

Aus den mitgeteilten Mittelwerten ergab sich zunächst, daß auch für den Tau gilt, was früher für den Regen und für den Schnee festgestellt worden war, daß nämlich die Aktivität fast gänzlich nach einer Zeit verschwindet, die nicht viel mehr als eine halbe Stunde beträgt. Während man nämlich bei Beginn den Wert $A = 1{,}87$ hat, erhält man in der zweiten halben Stunde $A = 0{,}76$ und erreicht nach einer weiteren halben Stunde den Wert für die vom Apparate herrührende Zerstreuung.

Eben weil der Niederschlag das Ionisierungsvermögen sehr schnell einbüßt, verfiel ich darauf, die Platten unmittelbar nach der Entnahme vom Boden in den Untersuchungsapparat einzusetzen. Die so erhaltenen Werte sind in der nachstehenden Tabelle verzeichnet.

Es folgt also nach einer geringen Einsenkung eine regelmäßige und gleichförmige Zerstreuung. Diese Werte geben Anlaß zu einigen Betrachtungen. In erster Linie ist bemerkenswert, daß der höchste Wert nicht unmittelbar nach dem Einbringen der Platten in den Apparat beobachtet wird, sondern einige Minuten später. Dies bedeutet, daß die Ionisierungsursache ihre größte Intensität nicht unmittelbar nach Fortnahme der Platten vom Boden zeigt, sondern erst einige Zeit danach. Dies war bei der ersten Messungsreihe unmöglich zu beobachten; bei dieser jetzigen Messung hingegen war es möglich. Bei den Messungen der ersten Reihe verstrichen aber immer etwa zehn Minuten durch die Wägungen; dagegen verflossen bei den letzteren Messungen zwischen der Fortnahme der Platten vom Boden und der Exposition im Apparate, der bereits für die Ablesungen bereit war, höchstens 2 Minuten. Weiterhin nimmt der Wert von A beträchtlich ab, aber die natürliche Zerstreuung des Apparates wird nach einer Zeit erreicht, die länger ist als die, welche dazu erforderlich ist, wenn die Platten einige Minuten lang an der umgebenden Luft geblieben sind. Man könnte fast sagen, daß die ionisierende Aktivität, die sich zuerst zeigt, die Fähigkeit hat, die eingeschlossene Luft anhaltender zu ionisieren.

Zeit	A_+
7h 10′ a. m.	1,20
7h 15′ „ „	1,80
7h 30′ „ „	1,16
8h 00′ „ „	1,10
8h 30′ „ „	0,93
10h 30′ „ „	0,86
11h 30′ „ „	0,81
1h 30′ p. m.	0,63
3h 30′ „ „	

Diese Erscheinung, die am Regen und am Schnee niemals beobachtet worden ist, führt dazu, ihre Ursache irgendwelcher unmittelbaren Wirkung des Bodens zuzuschreiben. Hierzu sieht man sich erst recht veranlaßt, wenn man bedenkt, daß der Tau immer nur an der Unterseite der Platte in reichlicher Menge gefunden wurde.

Der Tag, an welchem ich verhältnismäßig hohe Werte erhielt, war der 11. Oktober. Da erhielt ich nämlich:

Zeit	A_+
7h 20′ a. m.	3,60
7h 25′ „ „	2,80
7h 40′ „ „	0,92
8h 20′ „ „	0,82
9h 40′ „ „	0,42
10h 40′ „ „	0,44
11h 40′ „ „	

Darauf folgt eine kleine Schwankung um den Wert 0,40 herum, die vielleicht auf Ablesungsfehlern beruht.

Der allgemeine Verlauf der Kurve, welche diese Messungsergebnisse darstellt, unterscheidet sich nicht von dem der Kurve, die man mit den Werten der ersten Tabelle erhalten würde.

Digitized by Google

Nur zu Anfang zeigt sie eine größere Neigung gegen die Abszissenachse, doch strebt sie in der gleichen Zeit der Parallelität zu. Dieser eigenartige Verlauf war von keinerlei Sonderheiten der meteorologischen Faktoren begleitet, und wenn ich einen Umstand finden sollte, der nur dieses Mal auftrat, so wüßte ich nur den folgenden zu nennen: Während ich bei allen übrigen Messungen beim Auseinandernehmen des Apparates fand, daß ein gut Teil des Morgentaues auf den Platten zurückblieb, fand ich am elften Oktober die Platten vollkommen trocken und das Wasser, das sich am Morgen auf ihnen niedergeschlagen hatte, verdampft.

Ich führte eine andere Messungsreihe aus, bei der ich das Elektroskop negativ geladen hatte. Ich erhielt dabei die folgenden Mittelwerte:

Zeit	A_-
7h 10′ a. m.	
7h 15′ „ „	4,05
7h 30′ „ „	2,80
8h 00′ „ „	1,69
9h 00′ „ „	0,79
10h 00′ „ „	0,67
11h 00′ „ „	0,62

Darauf folgt dann langsam und regelmäßig der Übergang zu einer regelmäßigen Zerstreuung. Man bemerkt einen hervortretenden Unterschied zwischen diesen Mittelwerten und den mit positiver Ladung erhaltenen. Während wir hier $A = 4{,}05$ haben, erreichen wir mit positiver Ladung zu Anfang kaum $A = 1{,}87$. Die übrigen Werte halten sich bei negativer Ladung durchweg höher als die entsprechenden Werte bei positiver Ladung, obschon der Gang der Kurven, wenigstens im ersten Teile, keinerlei Verschiedenheit zeigt. So verschiedene Werte lassen sich nicht durch Sonderheiten der meteorologischen Faktoren erklären, und erst recht nicht aus den Versuchsbedingungen. Die Platten wurden immer an derselben Stelle ausgesetzt; die Taumenge ist stets nahezu dieselbe gewesen (2 bis 3 g). Wir müssen zur Erklärung die größere Beweglichkeit der Ionen oder vielleicht auch das innerste Wesen der Ionisierungsursache heranziehen.

Wenn man $A_- : A_+ = Q$

und die Differenz

$$A_- - A_+ = D$$

bildet, so würde man erhalten:

Zeit	Q	D
7h 10′ a. m.		
7h 15′ „ „	2,16	2,18
7h 30′ „ „	2,77	1,79
8h 00′ „ „	2,22	0,93
9h 00′ „ „	1,23	0,23
10h 00′ „ „	1,42	0,20
11h 00′ „ „	1,32	0,15

Diese Werte zeigen nun, daß das Überwiegen der negativen Zerstreuung mit dem Verschwinden der Radioaktivität geringer wird, und daß die negative Zerstreuung zwar immer stärker bleibt, aber sich dem Werte der positiven Zerstreuung nähert.

Ausnahmsweise hohe Werte für die negative Zerstreuung erhielt ich am 21. Oktober. Die meteorologischen Verhältnisse zeigten nichts Besonderes: Am Abend des 20. Oktober war heiterer Himmel und leichter Westwind. Am 21. früh um 6 Uhr zeigte ein dem freien Himmel ausgesetztes Thermometer $t = 11{,}0$; der Himmel blieb übrigens vom vorhergehenden Abend an heiter, und der leichte Westwind hielt an.

Die Werte waren nun:

Zeit	A_-
7h 10′ a. m.	
7h 15′ „ „	9,4
7h 30′ „ „	6,2
8h 00′ „ „	3,5
9h 00′ „ „	3,6
10h 00′ „ „	0,48
11h 00′ „ „	0,38

Darauf folgt dann eine regelmäßige Zerstreuung, die immer um 0,40 schwankt. Auch für diese ausnahmsweise hohen Werte wüßte ich keine Wirkung meteorologischer Faktoren in Anspruch zu nehmen. Bei demselben Winde, bei gleicher Temperatur und gleicher Taumenge erhielt ich in anderen Fällen Werte, die wenig von den Mittelwerten abwichen.

Die Schlußfolgerungen, die man ziehen kann, soweit dies in Anbetracht der besonderen Verhältnisse angängig ist, welche die Taubildung bestimmen, sind identisch mit den Folgerungen, die wir für den atmosphärischen Niederschlag im allgemeinen gezogen haben. Die radioaktive Fähigkeit sinkt in wenig mehr als einer halben Stunde auf die Hälfte; später sucht sie dann, wenn auch etwas langsamer, ganz zu verschwinden.

Die negative Zerstreuung ist immer größer als die entsprechende positive; den größten Unterschied findet man zu Beginn der Exposition.

Es zeigt sich weiter, daß die meteorologischen Faktoren keinerlei Einfluß üben.

Bologna, im Januar 1910.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. Januar 1910.)

Digitized by Google

Normalrohre durch den Kanal und steht oben mit Einfüllrohr II, unten mit einem Gefäß in Verbindung, das unter sich durch und außerhalb der Röhren miteinander verbunden sind. In diesen des Kanals verläuft dann die Kathodenstrahlen der zwei Bündel eingeschlossen in einem elektrischen Feld, dessen Pole unten am Ende des Kanals in das sie verbindende elektrische Feld vor der Kathodenfläche des zweiten Stromstromes als Gegenstrom des inneren auf ihren Wege bis zur Auffangraumgrenze der größeren Teil ihrer Energie abgibt, wie durch die vorausgehende Hilfsuntersuchung festgestellt wurde. Die Bestimmung der Lage der Kathodenstrahlenbündel durch ein verzögerndes elektrisches Feld war auch als Eigenheit Prüfung wünschenswert. Letzteres schützt also Licht emittierender Teilchen der Kathodenstrahlen, wenn mit großer Annäherung schon auf der Strahl des Strahlenbündels abgelenkt werden. Das war wenn die Luft nicht zu dem werden sollen, nur für eine verschwindende Länge (1—2 cm) des Kathodenstrahlenbündels möglich. Zweitens schützt es schließlich der Kathodenstrahl auf eine feste Wand. Unter der Röhre und die Reflexion der Strahlen an dieser mögliche reduzieren werden, um die dadurch bedingte Form- und Intensitätsänderung zu vermeiden.

Die Einzelheiten der Versuchsanordnung, wie sie durch die vorstehenden Überlegungen vorgeschrieben wurden, sind aus Fig. 3 zu ersehen.

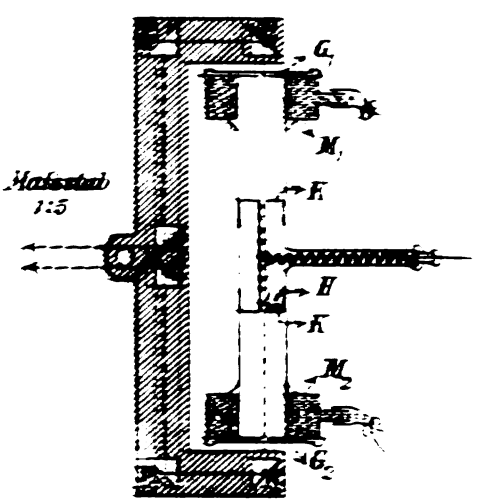


Fig. 3.

Auf dem schraffierten Grundkörper aus Hartgummi sind die Elektroden und zwei Metallkammern I_1 und I_2 mit Zuleitungsröhren I_1, I_2, I_3, I_4, I_5, I_6 in der Gießharzmasse eingebettet. Die erste Kammer I_1 mit Kathode K war in der Mitte der Kathodenstrahlröhre eingebaut, die Weite ihres Kanals betrug 3 mm, die Kathode selbst war 2 cm lang und 3 cm weit. Auf die Enden der Röhre waren die Kühlgefäße M_1 und M_2 als Isolierstücke aufgesetzt, welche selbst ein Zu- und Ableitungsrohr für Wasser von dessen II der Figur nur 1 eines gezeichnet ist. Die das Ende der Röhre abschließende Oberfläche der Kühlgefäße bestand in ihrer Mitte aus einem mit der Röhre ein 3 mm weites Diaphragma aus die innere Seite der Oberfläche war ein aluminiumblech mit einem gleich großen Diaphragma aufgepreßt, auf die äußere Seite der Oberfläche war eine Kathodenplatte Diaphragma D_1, D_2 aufgepreßt. Die Abschwächung der Kühlgefäße war als Eigenheit Grund notwendig. Die Enden der Röhre mußten im Interesse der Schärfe der Ausbildung des Kathodenstrahlenbündels kathodische Flächen sein, diese konnten nicht direkt auf die Anode gelegt werden, da durch die auf das Ende der Röhre auftreffenden Kathodenstrahlen eine beträchtliche Wärmeentwicklung stattfand. Die mit Aluminiumblech belegten Innenseiten der Oberflächen dienten als Schutzflächen, die zwei Kühlgefäße waren also untereinander und mit dem positiven Pol der Stromquelle verbunden.

Das Stromquellen-Galvanometer-System mit Turbinenunterbrecher betriebene Induktorium, zwischen ihm und der Kathodenstrahlröhre lag ein Ventil von Nachdem die Kathodenstrahlröhre durch längeres heftiges starker Belastung und Stoßung mit Wasserstoff gereinigt war, begannen die Experimente, oder es wurde, wenn mit Quecksilberdampf gearbeitet werden sollte, erst ganz durch das Evakuierungsrohr ein Quecksilbertropfen eingeführt, so daß er bei K in beiden Kathoden mit einem Kathodenstrahlbündel kam, durch die Erwärmung von seiten der heißen Elektrode wurde eine ausreichende Verdampfung des Quecksilbers in das Innere der Röhre bewirkt. Der Druck in der Röhre wurde so gewählt, daß während der Experimente die Länge des Dunkelraumes 2—3 cm betrug, und der Querschnitt der Kathodenstrahlbündel etwas größer als derjenige des Kanals in der Kathode war. Das Arbeiten mit Quecksilberdampf gestaltete sich deswegen mühsam, weil durch zu langere Belastung die Röhre mit zu der starken Zerstäubung des Aluminiums unbrauchbar wurde, so daß nach Experimente neue Röhre verlangte.

Der entscheidende Beobachtung für das Gelingen der Beobachtungen ist die bei ihnen angewendete Optik. Die meisten Aufnahmen machte ich mit dem lichtstarken Projektionsobjektiv des aus Mitteln der Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin gebauten Spektrographen, das zwei Prismen hatte, ein Öffnungsverhält-

Digitized by Google

nis von 1:6,5. Seine Dispersion bei λ 4359 und λ 4047 war eben noch ausreichend, um die Beobachtung des Doppler-Effektes an diesen Linien zuzulassen. Unterhalb λ 3900 nimmt bei diesem Spektrographen die Lichtstärke infolge der Absorption im Prisma rasch ab.

Um einerseits die mit dem Prismenspektrographen an den Linien λ 4359 und λ 4047 gemachten Beobachtungen zu kontrollieren, um andererseits die Beobachtungen auf ultraviolette Linien des Quecksilbers auszudehnen, wurden auch Aufnahmen mit einem vorzüglichen geisterarmen Rowlandschen Konkavgitter von 1 m Radius und 8,6 cm Öffnung gemacht. Dieses Gitter wurde mir von Herrn Prof. Riecke in Göttingen zur Verfügung gestellt; ich möchte ihm dafür auch an dieser Stelle verbindlichen Dank sagen. Ich habe mit diesem Gitter bereits früher zusammen mit den Herren Hermann und Kinoshita Beobachtungen[1]) über den Doppler-Effekt an Quecksilberlinien gemacht. Seine Lichtstärke ist auf der einen Seite in dem Spektrum zweiter Ordnung beträchtlich; freilich reicht sie nicht an die Lichtstärke des verwendeten Prismenspektrographen heran. Die Expositionszeit mußte darum beim Gitter über sechs Stunden ausgedehnt werden, um unter den gegebenen Versuchsbedingungen den Doppler-Effekt bei den *Hg*-Linien herauszuholen.

Das Kanalstrahlenbündel wurde beim Prismenspektrographen mit einem achromatischen photographischen Objektiv von 13,5 cm Brennweite und einem Öffnungsverhältnis von 1:6 auf den Spalt abgebildet. Die Abbildung durch den Spektrographen ist unter diesen Umständen stigmatisch. Beim Gitter wurde das Bündel mit einem Quarz-Flußspat-Achromat von Zeiß (Brennweite 13 cm) auf den Spalt abgebildet. Die weitere Abbildung durch das Gitter ist zwar astigmatisch, doch konnte so eingestellt werden, daß die Spektra der zwei auf den Spalt entworfenen Bilder des Kanalstrahlenbündels auf dem photographischen Film getrennt erschienen; achromatische Zylinderobjektive zur Erzielung stigmatischer Abbildung durch das Gitter standen mir leider nicht zur Verfügung.

Große Sorgfalt war auf die Einstellung der Optik zu verwenden. Erstens war im Interesse der Lichtstärke dafür zu sorgen, daß der ganze Öffnungswinkel des Spektrographen mit Licht gefüllt wurde; zweitens mußten die Zentren der zwei auf den Spalt entworfenen kreisförmigen Kanalstrahlenbilder genau untereinander in der Mitte des 0,03 mm weiten Spaltes liegen; drittens mußte zunächst für den Abstand des scharf abzubildenden Querschnittes des Kanalstrahlenbündels durch Probeaufnahmen mit einer *Hg*-Lampe diejenige Stellung des Spaltes (Abstand des Spaltes vom Kollimatorobjektiv bezw. vom Gitter) ermittelt werden, welche die zu untersuchende Linie in schärfster Abbildung auf der photographischen Schicht lieferte; viertens war bei der darauffolgenden Einstellung auf das Kanalstrahlenbündel darauf zu achten, daß der bevorzugte Querschnitt des Bündels die ausgesuchte Einstellung schärfster und darum lichtstärkster Abbildung auf den Spalt erhielt. Denn obzwar der Abstand zwischen dem abbildenden Objektiv und dem Kanalstrahlenbündel immer größer als 100 cm war, so waren doch nicht alle Querschnitte des 8—10 cm langen Kanalstrahlenbündels gleichzeitig gleich scharf abgebildet. Dieser Umstand hat dann nur einen geringen Einfluß, wenn das Kanalstrahlenbündel, wie es bei Wasserstoff der Fall ist, auf einer Strecke von 7—8 cm nahezu überall die gleiche Beschaffenheit hat, so daß man auf die Mitte des Kanalstrahlenbündels scharf einstellen kann. Wenn aber, wie bei Quecksilberkanalstrahlen, die Absorption der Strahlen beträchtlich ist, dann nimmt die Zahl der Strahlen und ihre Lichtemission von dem Beginn des Bündels nach weiter entfernten Querschnitten zu ab. Dann ist es bei der gewählten Versuchsanordnung nicht mehr möglich, gleichzeitig auf die weglaufende und auf die zulaufende Intensität gleich scharf einzustellen, da nunmehr der Ort der Emission weglaufender Intensität von dem abbildenden Objektiv eine kleinere Entfernung längs des optischen Weges hat als der Anfang des zulaufenden Bündels. Als sich darum bereits in der ersten Aufnahme das wichtige Resultat ergab, daß bei den Quecksilberlinien die zulaufende Intensität beträchtlich größer ist als die weglaufende Intensität, stellte ich bei allen folgenden Aufnahmen absichtlich scharf auf die weglaufende Intensität ein und benachteiligte somit die zulaufende Intensität.

Das Resultat der nachstehenden Beobachtungen, daß bei Quecksilberkanalstrahlen in Wasserstoff die in der Richtung des Strahlenbündels emittierte Intensität beträchtlich größer ist als die in entgegengesetzter Richtung emittierte Intensität, ist zunächst natürlich nur gültig für das Verhältnis der Partialdrucke des Wasserstoffes und Quecksilberdampfes, welches während der Beobachtungen bestand. Dieses Verhältnis kann ich leider nicht genau angeben. Jedenfalls war der Partialdruck des Wasserstoffes beträchtlich größer als derjenige des Quecksilberdampfes, so daß die Quecksilberkanalstrahlen hauptsächlich durch Zusammenstöße mit Wasserstoffmolekülen gebremst wurden. Zur Charakte-

1) J. Stark, W. Hermann u. S. Kinoshita, Ann. d. Phys. **21**, 462, 1906.

Digitized by Google

Normalebene durch den Kanal, und stellt jeder ihrer Endflächen in gleichem Abstand je eine Anode gegenüber, die unter sich gleich und außerhalb der Röhren miteinander verbunden sind. Im Innern des Kanals verlaufen dann die Kanalstrahlen der zwei Bündel entgegengesetzt in einem elektrischen Feld gleich Null, treten am Ende des Kanals in das sie verzögernde elektrische Feld vor der Kathodenfläche des zweiten Glimmstromes aus; dieses nimmt aus ihnen auf ihrem Wege bis zur Dunkelraumgrenze den größeren Teil ihrer bewegten Intensität fort, wie durch die vorausgehende Hilfsuntersuchung festgestellt wurde. Die Begrenzung der Länge der Kanalstrahlenbündel durch ein verzögerndes elektrisches Feld war auch aus folgenden Gründen wünschenswert. Erstens sollten alle Licht emittierenden Querschnitte des Kanalstrahlenbündels mit großer Annäherung scharf auf den Spalt des Spektralapparates abgebildet werden; dies war, wenn die Bilder nicht zu klein werden sollten, nur für eine beschränkte Länge (8—10 cm) des Kanalstrahlenbündels möglich. Zweitens sollte ein Auftreffen der Kanalstrahlen auf eine feste Wand (Enden der Röhre) und die Reflexion von Strahlen an dieser möglichst reduziert werden, um die dadurch bedingte Komplikation des Phänomens zu vermeiden.

Die Einzelheiten der Versuchsanordnung, welche durch die vorstehenden Überlegungen vorgeschrieben wurde, sind aus Fig. 3 zu ersehen.

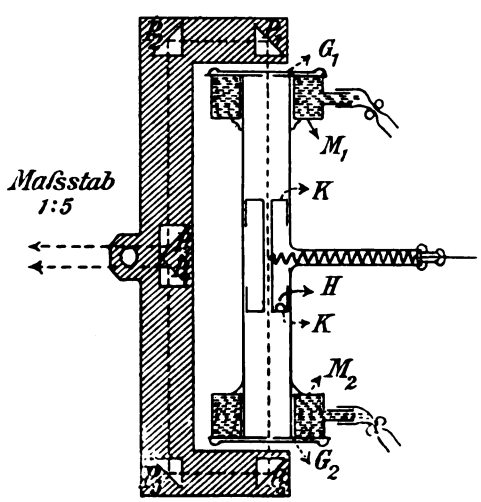


Fig 3.

Auf dem schraffierten, 0,6 cm dicken, plan gehobelten und geschliffenen Messingrahmen R sind die 6 Totalreflexionsprismen (P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6) in der dargestellten Weise montiert. Die erst 8, später 7 cm lange Kathode K war in der Mitte der Kanalstrahlenröhre fixiert, die Weite ihres Kanals betrug 5 mm; die Röhre selbst war 24 cm lang und 3 cm weit. Auf die Enden der Röhre waren die Kühlgefäße M_1 und M_2 aus Messingblech aufgesetzt; jedes besaß ein Zufluß- und ein Abflußrohr für Wasser, von denen in der Figur nur je eines gezeichnet ist. Die das Ende der Röhre abschließende Deckfläche der Kühlgefäße besaß in ihrer Mitte konzentrisch mit der Röhre ein 5 mm weites Diaphragma. Auf die innere Seite der Deckfläche war ein Aluminiumblech mit einem gleich großen Diaphragma aufgepreßt. Auf die äußere Seite der Deckfläche war eine planparallele Glas- bzw. Quarzplatte (G_1, G_2) aufgekittet. Die Anwendung der Kühlgefäße war aus folgendem Grunde notwendig. Die Enden der Röhre mußten im Interesse der Schärfe der Abbildung des Kanalstrahlenbündels planparallele Platten sein, diese konnten nicht direkt auf die Glasröhre gekittet werden, da durch die auf das Ende der Röhre auftreffenden Kathodenstrahlen eine beträchtliche Wärmeentwicklung statthatte. Die mit Aluminiumblech belegten Innenseiten der Deckflächen dienten als Anodenflächen, die zwei Kühlgefäße waren also untereinander und mit dem positiven Pol der Stromquelle verbunden.

Als Stromquelle diente ein großes, mit Turbinenunterbrecher betriebenes Induktorium; zwischen ihm und der Kanalstrahlenröhre lag eine Ventilröhre. Nachdem die Kanalstrahlenröhre durch längeren Betrieb bei starker Belastung und Spülung mit Wasserstoff gereinigt war, begannen die Expositionen; oder es wurde, wenn mit Quecksilberdampf gearbeitet werden sollte, erst dann durch das Evakuationsrohr ein Quecksilbertropfen eingeführt, so daß er bei H im becherartigen Außenraum der Kathode zu liegen kam; durch die Erwärmung von seiten der heißen Elektrode wurde eine ausreichende Verdampfung des Quecksilbers in das Stromgebiet der Röhre bewirkt. Der Druck in der Röhre wurde so gewählt, daß während der Exposition die Länge des Dunkelraumes 2—4 cm betrug und der Querschnitt der Kanalstrahlenbündel etwas größer als derjenige des Kanals in der Kathode war. Das Arbeiten mit Quecksilberdampf gestaltete sich deswegen mühsam, weil durch jede längere Exposition die Röhre infolge der starken Zerstäubung des Aluminiums unbrauchbar wurde, so daß jede Exposition eine neue Röhre verlangte.

Von entscheidender Bedeutung für das Gelingen der Beobachtungen ist die bei ihnen angewendete Optik. Die meisten Aufnahmen machte ich mit dem lichtstarken Prismenspektrographen, der aus Mitteln der Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin gebaut ist. Seine zwei Objektive haben ein Öffnungsverhält-

Digitized by Google

nis von 1:6,5. Seine Dispersion bei λ 4359 und λ 4047 war eben noch ausreichend, um die Beobachtung des Doppler-Effektes an diesen Linien zuzulassen. Unterhalb λ 3900 nimmt bei diesem Spektrographen die Lichtstärke infolge der Absorption im Prisma rasch ab.

Um einerseits die mit dem Prismenspektrographen an den Linien λ 4359 und λ 4047 gemachten Beobachtungen zu kontrollieren, um andererseits die Beobachtungen auf ultraviolette Linien des Quecksilbers auszudehnen, wurden auch Aufnahmen mit einem vorzüglichen geisterarmen Rowlandschen Konkavgitter von 1 m Radius und 8,6 cm Öffnung gemacht. Dieses Gitter wurde mir von Herrn Prof. Riecke in Göttingen zur Verfügung gestellt; ich möchte ihm dafür auch an dieser Stelle verbindlichen Dank sagen. Ich habe mit diesem Gitter bereits früher zusammen mit den Herren Hermann und Kinoshita Beobachtungen[1]) über den Doppler-Effekt an Quecksilberlinien gemacht. Seine Lichtstärke ist auf der einen Seite in dem Spektrum zweiter Ordnung beträchtlich; freilich reicht sie nicht an die Lichtstärke des verwendeten Prismenspektrographen heran. Die Expositionszeit mußte darum beim Gitter über sechs Stunden ausgedehnt werden, um unter den gegebenen Versuchsbedingungen den Doppler-Effekt bei den *Hg*-Linien herauszuholen.

Das Kanalstrahlenbündel wurde beim Prismenspektrographen mit einem achromatischen photographischen Objektiv von 13,5 cm Brennweite und einem Öffnungsverhältnis von 1:6 auf den Spalt abgebildet. Die Abbildung durch den Spektrographen ist unter diesen Umständen stigmatisch. Beim Gitter wurde das Bündel mit einem Quarz-Flußspat-Achromat von Zeiß (Brennweite 13 cm) auf den Spalt abgebildet. Die weitere Abbildung durch das Gitter ist zwar astigmatisch, doch konnte so eingestellt werden, daß die Spektra der zwei auf den Spalt entworfenen Bilder des Kanalstrahlenbündels auf dem photographischen Film getrennt erschienen; achromatische Zylinderobjektive zur Erzielung stigmatischer Abbildung durch das Gitter standen mir leider nicht zur Verfügung.

Große Sorgfalt war auf die Einstellung der Optik zu verwenden. Erstens war im Interesse der Lichtstärke dafür zu sorgen, daß der ganze Öffnungswinkel des Spektrographen mit Licht gefüllt wurde; zweitens mußten die Zentren der zwei auf den Spalt entworfenen kreisförmigen Kanalstrahlenbilder genau untereinander in der Mitte des 0,03 mm weiten Spaltes liegen; drittens mußte zunächst für den Abstand des scharf abzubildenden Querschnittes des Kanalstrahlenbündels durch Probeaufnahmen mit einer *Hg*-Lampe diejenige Stellung des Spaltes (Abstand des Spaltes vom Kollimatorobjektiv bezw. vom Gitter) ermittelt werden, welche die zu untersuchende Linie in schärfster Abbildung auf der photographischen Schicht lieferte; viertens war bei der darauffolgenden Einstellung auf das Kanalstrahlenbündel darauf zu achten, daß der bevorzugte Querschnitt des Bündels die ausgesuchte Einstellung schärfster und darum lichtstärkster Abbildung auf den Spalt erhielt. Denn obzwar der Abstand zwischen dem abbildenden Objektiv und dem Kanalstrahlenbündel immer größer als 100 cm war, so waren doch nicht alle Querschnitte des 8—10 cm langen Kanalstrahlenbündels gleichzeitig gleich scharf abgebildet. Dieser Umstand hat dann nur einen geringen Einfluß, wenn das Kanalstrahlenbündel, wie es bei Wasserstoff der Fall ist, auf einer Strecke von 7—8 cm nahezu überall die gleiche Beschaffenheit hat, so daß man auf die Mitte des Kanalstrahlenbündels scharf einstellen kann. Wenn aber, wie bei Quecksilberkanalstrahlen, die Absorption der Strahlen beträchtlich ist, dann nimmt die Zahl der Strahlen und ihre Lichtemission von dem Beginn des Bündels nach weiter entfernten Querschnitten zu ab. Dann ist es bei der gewählten Versuchsanordnung nicht mehr möglich, gleichzeitig auf die weglaufende und auf die zulaufende Intensität gleich scharf einzustellen, da nunmehr der Ort der Emission weglaufender Intensität von dem abbildenden Objektiv eine kleinere Entfernung längs des optischen Weges hat als der Anfang des zulaufenden Bündels. Als sich darum bereits in der ersten Aufnahme das wichtige Resultat ergab, daß bei den Quecksilberlinien die zulaufende Intensität beträchtlich größer ist als die weglaufende Intensität, stellte ich bei allen folgenden Aufnahmen absichtlich scharf auf die weglaufende Intensität ein und benachteiligte somit die zulaufende Intensität.

Das Resultat der nachstehenden Beobachtungen, daß bei Quecksilberkanalstrahlen in Wasserstoff die in der Richtung des Strahlenbündels emittierte Intensität beträchtlich größer ist als die in entgegengesetzter Richtung emittierte Intensität, ist zunächst natürlich nur gültig für das Verhältnis der Partialdrucke des Wasserstoffes und Quecksilberdampfes, welches während der Beobachtungen bestand. Dieses Verhältnis kann ich leider nicht genau angeben. Jedenfalls war der Partialdruck des Wasserstoffes beträchtlich größer als derjenige des Quecksilberdampfes, so daß die Quecksilberkanalstrahlen hauptsächlich durch Zusammenstöße mit Wasserstoffmolekülen gebremst wurden. Zur Charakte-

1) J. Stark, W. Hermann u. S. Kinoshita, Ann. d. Phys. **21**, 462, 1906.

Digitized by Google

ristik des Verhältnisses der Drucke mag folgende Angabe dienen: In der gut gereinigten Röhre zeigte das Kanalstrahlenbündel noch die rote Farbe der Wasserstoffkanalstrahlen, der sich mit sinkendem Gesamtdruck immer mehr Weiß von den Quecksilberkanalstrahlen beimischte; die negative Glimmschicht zeigte abweichend von dem rötlichen Weiß in reinem Wasserstoff eine ziemlich intensive grünliche Farbe infolge der Gegenwart des Quecksilberdampfes.

§ 3. Resultate.

Um von den nach der vorstehenden Versuchsanordnung erhaltenen Spektrogrammen eine Anschauung zu geben, sind auf der beigegebenen Tafel (III) mehrere Linien vergrößert reproduziert; sie sind alle so gestellt, daß vertikal in der Mitte die ruhende Linie, links daneben die zulaufende Intensität, rechts daneben die weglaufende Intensität liegt. Die Figuren I, II und III zeigen in 13facher Vergrößerung vollständig die Wasserstofflinie H_β in den zwei Spektren und zwar Fig. I bezw. II bei gleicher Einstellung für reinen Wasserstoff (Fig. I) bezw. für das Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf (Fig. II), Fig. III bei veränderter Einstellung (vergrößerter Objektabstand) für das Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf. Fig. IV (von dem gleichen Spektrogramm wie Fig. III abgenommen) zeigt in gleicher Vergrößerung die Hg-Linie 4359 vollständig; diese negativ reproduzierten Spektrogramme[1]) wurden alle mit dem Prismenapparat gewonnen. Fig. V zeigt in 28facher Vergrößerung einen Streifen von der Linie 4359 aus einem Gitterspektrogramm, ebenso Fig. VI von der Linie 3660.

Was die Wasserstofflinien H_α, H_β, H_γ betrifft, so zeigte bereits der rohe Vergleich ihrer zu- und weglaufenden Intensität mit bloßem Auge, daß die Differenzen zwischen den zwei Intensitäten jedenfalls nicht groß sind. Dies bestätigte auch die Messung der Schwärzungen auf den Photogrammen mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers. In Fig. 4a und 4b sind graphisch die Messungen der Schwärzungen der Linie H_β (Tafel, Fig. I) für reinen Wasserstoff, in Fig. 5a und Fig. 5b die Messungen der Schwärzungen für die Linie H_β (Tafel, Fig. II) dargestellt; als Ordinate ist die Schwärzung eingetragen, als Abszisse für die bewegte Intensität die Geschwindigkeit $v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} 3 \cdot 10^{10}$ cm sec^{-1}.

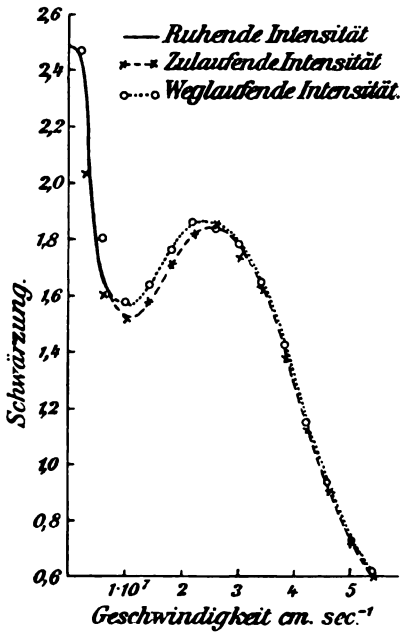


Fig. 4a.

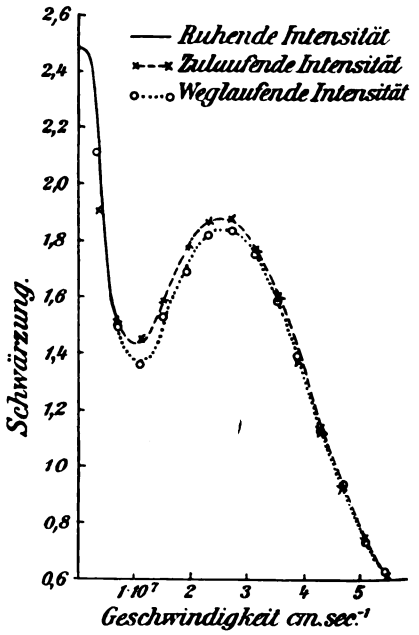


Fig. 4b.

Wie diese zwei Beispiele ersehen lassen und wie die Photometrierung von drei weiteren Spektrogrammen ergab, ist die zulaufende Intensität der Wasserstoffkanalstrahlen jedenfalls nur wenig verschieden von der

1) Ein Vergleich der Photogramme I und II und Figuren 4 und 5 läßt auch erkennen, daß die Beimischung von Quecksilberdampf zu Wasserstoff die bewegte Intensität der Wasserstofflinien relativ zu ihrer ruhenden Intensität vermindert und die Breite des Intensitätsminimums verringert (vergl. W. Hermann, diese Zeitschr. **7**, 567, 1906; W. Hermann u. S. Kinoshita, diese Zeitschr. **7**, 564, 1906; B. Straßer, diese Zeitschr. **10**, 404, 1909). In Fig. IV ist der Doppler-Effekt infolge der geringen Dispersion mit der ruhenden Linie verschmolzen und erscheint als Unschärfe der ultravioletten Seite (zulaufende Intensität) dieser Linie. Das gleiche ist der Fall bei den schlecht gelungenen Positivreproduktionen V und VI.

Digitized by Google

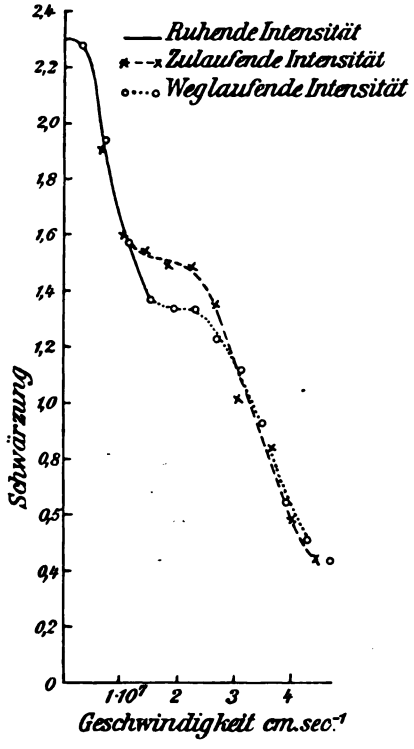


Fig. 5a.

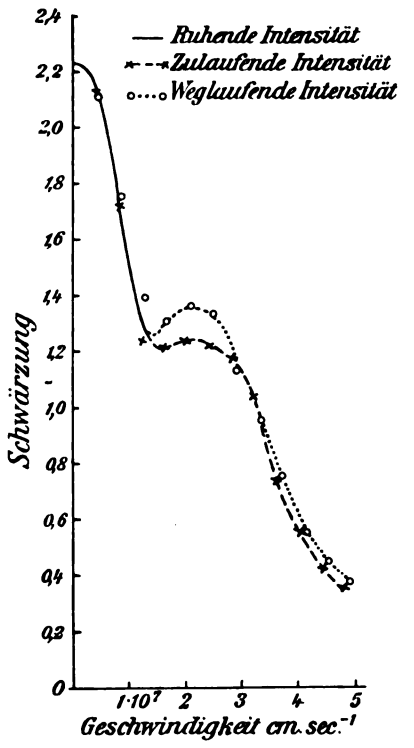


Fig. 5b.

weglaufenden Intensität, mögen sie in reinem Wasserstoff verlaufen oder mag diesem etwas Quecksilberdampf beigemischt sein.

Ein abweichendes Resultat liefert die gleichzeitige Beobachtung der weglaufenden und der zulaufenden Intensität bei den Quecksilberlinien. Trotzdem dieses Resultat so merkwürdig ist, möchte ich es aus folgenden Gründen qualitativ für gesichert halten. Es ergab sich die zulaufende Intensität größer, obwohl die weglaufende Intensität durch die Optik der Methode bevorzugt war. Diese Differenz der zwei Intensitäten bei den Quecksilberlinien zeigte sich auf denselben Spektrogrammen, auf welchen für H_β die zwei Intensitäten in beiden Kanalstrahlenbündeln nahezu gleich groß waren. Ferner wurde dasselbe Resultat mit dem Prismenapparat bei verschiedenen Einstellungen und mit dem Gitter erhalten. Weiter wurde der Doppler-Effekt von dieser Dissymmetrie nur bei den *Hg*-Linien λ 4359, λ 4047, λ 3650 erhalten, bei welcher auch bei den früheren Beobachtungen der Doppler-Effekt in beträchtlicher Intensität erhalten worden war; die Linie λ 4078, deren ruhende Intensität fast ebenso groß ist wie diejenige von λ 4047, zeigte in Übereinstimmung mit den früheren Resultaten in den vorliegenden lichtschwächeren Spektrogrammen keine Andeutung eines Effektes; die Linien λ 4359, λ 4047 und λ 3650 zeigen hinsichtlich der Intensität und des Maximalwertes des Doppler-Effektes Übereinstimmung.

Aus der nachstehenden Tabelle ergibt sich demnach das Resultat, daß die Quecksilberkanalstrahlen, wenn sie in einem Gemisch

Linie	Zulaufende Intensität	Weglaufende Intensität	Maximale Geschwindigkeit	Spektrograph und Einstellung
4358,6	Ziemlich groß	Nicht merkbar	$6{,}6 \cdot 10^6$ cm sec^{-1}	Prismenapparat, Einstellung auf den Anfang des zulaufenden Bündels.
4358,6	Beträchtlich	Eben merkbar	6,0	Prismenapparat, Einstellung auf den Anfang des weglaufenden Bündels.
4046,8	Beträchtlich	Eben merkbar	6,5	Prismenapparat, Einstellung wie zuvor bei größerem Objektabstand.
4358,6	Ziemlich beträchtlich	Eben merkbar	7,2*	Gitter, Einstellung auf den Anfang des weglaufenden Bündels.
4046,8	Merkbar	Nicht merkbar	7,2*	Gitter, wie zuvor.
3650,3	Merkbar	Nicht merkbar	7,5*	Gitter, wie zuvor.

* Bei den Aufnahmen mit dem Gitter war der Kathodenfall größer als bei den Aufnahmen mit dem Prismenapparat.

Digitized by Google

von relativ viel Wasserstoff und wenig Quecksilberdampf verlaufen, in sichtbaren und ultravioletten Serienlinien beträchtlich mehr bewegte Intensität nach der Rückseite als nach der Vorderseite der Ebene normal zu ihrer Richtung zur Emission bringen. Dieses Resultat ist analog dem an Röntgenstrahlen erhaltenen Resultat[1]), daß Kathodenstrahlen bei ihrer Verzögerung an den Atomen der Antikathode mehr Röntgenstrahlen nach der Rückseite als nach der Vorderseite der Ebene normal zu ihrer Richtung zur Emission bringen. In diesem Falle handelt es sich um freie Elektronen, in jenem Falle um gebundene Elektronen, welche für sich allein bezw. zusammen mit der an sie gebundenen Atommasse in ihrer Bewegungsrichtung durch Zusammenstöße verzögert werden.

Ob die obige Differenz zwischen den Wasserstoff- und Quecksilberkanalstrahlen daraus sich erklärt, daß Wasserstoffkanalstrahlen beim Zusammenstoß mit Wasserstoffmolekülen oder Quecksilberatomen nicht bloß verzögert, sondern bei der darauffolgenden Reflexion in der Bewegungsrichtung auch beschleunigt werden, während Quecksilberkanalstrahlen in Wasserstoff überwiegend in ihrer Bewegungsrichtung nur verzögert werden, ferner wie sich das Verhältnis von zulaufender zu weglaufender Intensität bei Quecksilberkanalstrahlen mit dem Verhältnis der Partialdrucke des Quecksilberdampfes und des Wasserstoffes ändert, auf diese Fragen müssen weitere experimentelle Untersuchungen Antwort geben.

§ 4. Über dissymmetrische Emission negativer Elektronen im lichtelektrischen Effekt.

An früherer Stelle[2]) habe ich dargelegt, daß aus der Größe der Energie der von Röntgenstrahlen zur Emission gebrachten sekundären Kathodenstrahlen auf eine quantenhafte Struktur der Röntgenstrahlenergie zu schließen ist. Dieselbe Überlegung ist für ultraviolette Lichtstrahlen deswegen richtig, weil die Menge der vom ultravioletten Licht zur Emission gebrachten Elektronen proportional seiner Intensität selbst für sehr kleine Werte derselben ist und weil die maximale Energie der emittierten Elektronen unabhängig von der Intensität lediglich durch die Frequenz der Lichtstrahlen bedingt wird.

Die Umkehrung des Phänomens der dissymmetrischen Lichtemission durch beschleunigte Elektronen ist das Phänomen der dissymmetrischen Elektronenemission durch ein Lichtstrahlenbündel. Es ist nämlich zu erwarten, daß ein paralleles Bündel ultravioletter Lichtstrahlen bei der Absorption in einem Körper primär lediglich nach der Rückseite der Normalebene zur Strahlenrichtung sekundäre Kathodenstrahlen zur Emission bringt; erst durch Reflexion an den Körpermolekülen wird ein Teil der emittierten Kathodenstrahlen unter Geschwindigkeitsverlust nach der Vorderseite der Normalebene gelangen. Diese Dissymmetrie zwischen der Vorder- und Rückseite der Normalebene läßt sich formal in folgender Weise darstellen. Eine planparallele Körperschicht von der Dicke l_0 werde von einem parallelen Lichtstrahlenbündel in normaler Richtung durchlaufen; dessen anfängliche Intensität sei J_0, der Absorptionsindex des Körpers für die Lichtstrahlen sei $\varkappa$. Die in dem Schichtelement von der Dicke dl absorbierte Lichtmenge ist dann $dJ = -\varkappa J_0 e^{-\varkappa l} dl$. Die von dieser nach der Rückseite der Normalebene emittierte Elektronenmenge sei

$$dE_r = -k_r dJ;$$

der Absorptionsindex des Körpers für die so erzeugten Kathodenstrahlen sei α. Es ist dann die Gesamtmenge negativer Elektronen, welche aus der ganzen Schichtdicke l_0 nach der Rückseite der Normalebene gelangt

$$E_r = \frac{k_r \varkappa J_0 e^{-\alpha l_0}}{\alpha - \varkappa} [e^{(\alpha-\varkappa) l_0} - 1].$$

Analog ergibt sich für die nach der Vorderseite der Normalebene gelangende Elektronenmenge der Wert

$$E_v = \frac{k_v \varkappa J_0}{\alpha + \varkappa} [1 - e^{-(\alpha+\varkappa) l_0}].$$

Ist α groß gegen $\varkappa$, wie es zumeist der Fall ist, und ist außerdem $e^{(\alpha-\varkappa) l_0}$ groß gegen 1, so ergeben sich die Ausdrücke

$$E_r = \frac{k_r \varkappa}{\alpha} J_{l_0},$$

$$E_v = \frac{k_v \varkappa}{\alpha} J_0,$$

$$\frac{E_r}{E_v} = \frac{k_r}{k_v} \frac{J_{l_0}}{J_0} = \frac{k_r}{k_v} e^{-\varkappa l_0}.$$

Nun haben H. Rubens und E. Ladenburg[1]) über den lichtelektrischen Effekt auf der Vorderseite und der Rückseite normal durchstrahlter dünner Goldfolien folgende Resultate erhalten. Für das Verhältnis $\frac{E_r}{E_v}$ fanden sie bei einer 90 $\mu\mu$ dicken Goldfolie den Wert $^1/_{100}$, für das Verhältnis $\frac{J_{l_0}}{J_0}$ den Wert $^1/_{1000}$. Demgemäß haben wir für das Verhältnis $\frac{k_r}{k_v}$ den Wert 10 zu folgern. Die Beobachtungen von H. Rubens und E. Ladenburg können also dahin interpretiert werden, daß ein ultra-

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 902, 1909; 11, 107, 1910.
2) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 579, 1909.

1) H. Rubens u. E. Ladenburg, Verh. d. D. Physik. Ges. 9, 749, 1907.

Digitized by Google

violettes Lichtstrahlenbündel mehr sekundäre Kathodenstrahlen nach der Rückseite als nach der Vorderseite seiner Normalebene zur Emission bringt. Außer einer Erweiterung derartiger Beobachtungen wäre eine Untersuchung darüber wünschenswert, ob die maximale Geschwindigkeit der nach der Rückseite der Normalebene emittierten Kathodenstrahlen größer ist als diejenige der nach der Vorderseite gelangenden Strahlen.

Ein Teil der bei der vorstehenden Untersuchung benutzten Apparate wurde aus Mitteln beschafft, welche mir von dem Kuratorium der Jagorstiftung zur Verfügung gestellt wurden.

Aachen, Technische Hochschule, 10. Januar 1910. (Eingegangen 31. Januar 1910.)

Über die Leitfähigkeit elektrischer Isolatoren und ihre Änderung durch Licht, Feuchtigkeit, Temperatur usw.

Von Walter Dietrich.

Auf Vorschlag von Herrn Geheimrat Riecke untersuchte ich im physikalischen Laboratorium der Göttinger Universität eine Reihe elektrischer Isolatoren in bezug auf die Veränderung ihrer Isolationsfähigkeit, wie sie unter verschiedenen Einflüssen stattfindet. Die genaueren Untersuchungen darüber sind in meiner Inaugural-Dissertation [1]) niedergelegt, die das gleiche Thema hat, wie vorliegende Mitteilung. Hier seien nur die wesentlichen Resultate davon wiedergegeben.

Es wurden untersucht: Hartgummi, Kautschuk, Siegellack, Paraffin, Wachs, Harz, Schellack, Vulkanfiber, Vulkanasbest, Isostabil, Bernstein, Ambroid, Glas, Porzellan und Holz. Die Isolatoren wurden in Form von kurzen runden Stangen zwischen zwei gleiche Elektroskope gespannt, von denen bei einem Teil der Beobachtungen das eine positiv, das andere negativ geladen, bei einem andern nur das eine positiv geladen und das zweite auf Potential null gehalten wurde; der Widerstand wurde dann durch Beobachtung des Ladungsverlustes der Elektroskope gemessen. Die Formeln für seine Berechnung waren unter Berücksichtigung der Zerstreuungen z_1 und z_2 der beiden Elektroskope

im ersten Falle:

$$W = \frac{9 \times 10^{11}}{c_1} \cdot \frac{2t'}{\lg V_A - \lg (V_E + z_1 + z_2)},$$

im zweiten Falle:

$$W = \frac{9 \times 10^{11}}{c_1} \cdot \frac{t}{\lg (V_1 - u) - \lg (V_1' + z_1)}$$

wo W der Widerstand in Ohm, t die Zeit, c_1 die Kapazität des einen Elektroskops unter den gegebenen Bedingungen, V_A resp. V_E die Gesamtanfangs- resp. Endspannung zwischen den Elektroskopen und V_1 und V_1' die Anfangs- und Endspannung eines Elektroskops bedeutet; u war noch eine kleine Korrektionsgröße.

Bei dem Einfluß, den das Licht auf Hartgummi und seine Isolationsfähigkeit hat, zeigten sich vor allem die ultravioletten Strahlen wirksam und die Anwesenheit des Sauerstoffs dabei als sehr wesentlich. Bei der stattfindenden Zersetzung bildet sich auf der Oberfläche des Hartgummis neben etwas Schwefelsäure offenbar noch eine Substanz organischer Natur. Bei verschiedenen Fabrikaten zeigen sich bedeutende Unterschiede in der Lichtempfindlichkeit. Auch Kautschuk wird vom Licht äußerlich angegriffen, aber viel weniger als Hartgummi. Ebenso erhalten Siegellack und Paraffin unter der Wirkung des Lichts Oberflächenleitfähigkeit. Durch Feuchtigkeit wird Siegellack, Paraffin, Wachs, Harz und Schellack angegriffen und oberflächlich leitend gemacht. Wachs zeigte schon nach bloßem Liegen an der Luft eine Schwächung seiner Isolationsfähigkeit, Vulkanfiber, Vulkanasbest und Isostabil erwiesen sich als relativ schlechte Isolatoren, da sie stark Feuchtigkeit ziehen. Bei Porzellan wurde eine schwache Leitfähigkeit konstatiert, die ein etwas unsicheres Verhalten zeigte. Die Versuche mit verschiedenen Sorten von Holz ließen für die Größe seines Widerstandes zwei Faktoren als wesentlich erscheinen, nämlich erstens die Art der Holzsorte an und für sich und zweitens die Schnelligkeit, mit der das betreffende Holz Feuchtigkeit aufnimmt. Dementsprechend ordneten sich die untersuchten Holzsorten unter Vorantritt derjenigen, welche sich als jedesmal die beste in bezug auf Isolationsfähigkeit erwies, in folgende beiden Reihenfolgen: 1. Fichte, Nußbaum, Kiefer, Buche, Eiche und 2. Eiche Nußbaum, Fichte, Kiefer, Buche. Die erste Reihe ergab sich aus Untersuchungen der Stangen im trockenen Zustande, die zweite, nachdem die Stangen gleichlange Zeit in feuchter Luft (40 Proz.) gelegen hatten. Bei Glas fiel das wechselvolle Verhalten seines Widerstandes sehr auf. Stangen derselben Glassorte, ja auch Teile desselben Glasstabes ergaben nicht nur von vornherein sehr verschiedene Widerstände, sondern wichen auch in ihrem weiteren Verhalten gegenüber längerer Einwirkung des elektrischen Stromes auffallend voneinander ab; denn ihr Widerstand blieb bald konstant, bald stieg er an und bald nahm er ab. Das spricht gegen die Annahme von

1) Göttingen 1909.

Digitized by Google

Warburg[1]), daß das Glas elektrolytisch leitet, denn in diesem Falle hätte der Widerstand einer Glasstange in aufeinander folgenden Messungen bei Verwendung von Quecksilberelektroden, wie sie hier stattfand, nur zunehmen müssen. Foussereau[2]) erklärt die auch schon früher beobachteten Veränderungen des elektrischen Widerstandes im Glase durch Unterschiede in Härte und innerer Spannung. Doch scheint bei diesen Versuchen, wo dicht nebeneinander gelegene Teile desselben Glasstabes untersucht wurden, diese Erklärung nicht stichhaltig zu sein; denn die Gleichheit der Herstellungsbedingungen läßt keinen inneren Grund zur Entstehung von Härte- und Spannungsunterschieden erkennen. Wahrscheinlich sind wechselnde Kristallisationen im Innern des Glases die Ursache der Veränderungen seines Widerstandes.

Ich will nun auf das Verhalten der Isolatoren gegenüber Temperaturänderungen eingehen, das sich etwas einheitlicher zusammenfassen läßt, als die bisher beschriebenen Versuche über die Wirkung von Licht und Feuchtigkeit auf die Oberflächenleitung. Durch eine einfache elektrische Heizvorrichtung, die zwischen den Elektroskopen angebracht wurde und die freischwebend die eingespannten Isolatorstangen umgab, konnten letztere auf verschiedene Temperaturen gebracht werden. Bei allen mit diesem Apparat untersuchten Isolatoren, nämlich Hartgummi in verschiedenen Sorten, Kautschuk, Schellack, Harz, Siegellack, Wachs, Paraffin, Bernstein, Ambroid, Glas und trocknes Buchenholz zeigte sich bei allmählicher Steigerung der Temperatur ein regelmäßiges Sinken des elektrischen Widerstandes, das bei den einzelnen Substanzen bei verschiedener Temperatur eintrat. Bei dieser Wirkung der Temperaturerhöhung handelt es sich nicht um die Leitfähigkeit der Oberfläche, denn diese wird mit steigender Temperatur schlechter; die Beobachtungen sind vielmehr auf die innere Leitfähigkeit der Substanzen zu beziehen. Die Leitfähigkeit wuchs bei allen Isolatoren nach einem Exponentialgesetz. Und zwar wurde im allgemeinen durch meine Versuche das von Koenigsberger[3]) aufgestellte Widerstandsgesetz

$$W = W_0 \cdot e^{-q \frac{t}{T.273}}$$

auch für die hier untersuchten Isolatoren bestätigt. Die Formel bildet, wie man unmittelbar erhält, einen speziellen Fall der allgemeinen von Koenigsberger aufgestellten Gesetze. Zur Erläuterung gebe ich einige meiner Tabellen hier wieder, in denen die bei verschiedenen Temperaturen beobachteten Widerstände, reduziert auf ein cm³, angegeben sind unter Danebenstellung der nach obigem Gesetz berechneten Werte, aus denen man sich von der Richtigkeit des Gesagten überzeugen kann.

Hartgummi H.

t	Sp. W beobachtet	Sp. W berechnet	log (Sp. $L \cdot 10^{16}$) beobachtet	log (Sp. $L \cdot 10^{16}$) berechnet
22	$>0{,}5 \cdot 10^{16}$	$721{,}3 \cdot 10^{16}$	>0,30	0,1419—3
92	$42{,}7(?) \cdot 10^{13}$		1,37 (?)	
93	$244(?) \cdot 10^{13}$	$275{,}5 \cdot 10^{13}$	0,613 (?)	0,5599
121	26,9 „	26,92 „	1,57	1,5699
152,5	2,84 „	2,832 „	2,55	2,548
177,5	0,290 „	0,5958 „	3,54	3,225
207	0,0219 „	0,1109 „	4,66	3,995
	$q = 11970$		$W_0 = 1{,}902 \cdot 10^{20}$	

Porzellan.

20	$12{,}9 \cdot 10^{13}$	$181{,}0 \cdot 10^{13}$	1,888	0,742
51	28,1 „	31,64 „	1,552	1,4998
63	15,8 „	17,59 „	1,803	1,7547
75	10,2 „	10,17 „	1,993	1,9927
97,5	4,00 „	4,002 „	2,398	2,3977
124	1,08 „	1,535 „	2,965	2,8147
160,5	0,172 „	0,4935 „	3,766	3,3067
189	0,0385 „	0,2303 „	4,415	3,6377
	$q = 5338$		$W_0 = 687{,}5 \cdot 10^{13}$	

Hartgummi A.

20	$>0{,}5 \cdot 10^{16}$	$7{,}54 \cdot 10^{16}$	<0,301	0,1226—1
52,5	$3590 \cdot 10^{11}$	$5351 \cdot 10^{11}$	1,45	1,2716
93	42,5 „	38,32 „	3,37	3,4166
94	34,4 „	34,47 „	3,46	3,4626
95,5	23,5 „	29,27 „	3,63	3,5336
122	2,08 „	2,077 „	4,68	4,6826
123	1,75 „	1,898 „	4,76	4,7217
	$q = 14520$		$W_0 = 2{,}847 \cdot 10^{19}$	

Bienenwachs, weiß.

22	$48{,}2(?) \cdot 10^{13}$	$1013 \cdot 10^{13}$	1,317 (?)	0,9944—1
49	10,3 „	10,29 „	1,988	1,9876
61,5	2,37 „	2,278 „	2,625	2,6424
62,5	2,03 „	2,030 „	2,693	2,6925
79	0,227 „	0,330 „	3,645	3,4815
	$q = 12990$		$W_0 = 14{,}34 \cdot 10^{16}$	

Buchenholz.

20	$50{,}0 \cdot 10^{11}$	$105{,}6 \cdot 10^{11}$	3,301	2,976
47	16,3 „	16,67 „	3,788	3,778
49	14,7 „	14,72 „	3,833	3,832
65	5,73 „	5,727 „	4,241	4,241
84	2,67 „	2,089 „	4,573	4,680
106,5	0,661 „	0,7209 „	5,180	5,142
	$q = 6412$		$W_0 = 524{,}7 \cdot 10^{11}$	

Die praktische Bedeutung der gefundenen Tatsache ist, daß man dadurch instand gesetzt wird, falls genügend gute Werte von q und W_0 für die verschiedenen Isolatoren gefunden sind, für irgendeine Temperatur im voraus den innern

1) Warburg, Wied. Ann. **21**, 622, 1884.

2) Foussereau, Annales de Chimie et de Physique **6**, 5, 1885.

3) Joh. Koenigsberger, diese Zeitschr. **8**, 833, 1907; Joh. Koenigsberger, Zeitschr. f. Elektrochemie **15**, 7, 1909; Joh. Koenigsberger u. O. Reichenheim, diese Zeitschr. **7**, 570, 1906; Joh. Koenigsberger u. K. Schilling, diese Zeitschr. **9**, 351, 1908.

Digitized by Google

elektrischen Widerstand eines Isolators zu berechnen. Aus meinen Untersuchungen ergaben sich folgende Werte von q und W_0.

Isolator	W_0	q
Hartgummi H	$1{,}90 \cdot 10^{21}$	11970
Hartgummi F	$44{,}8 \cdot 10^{21}$	16960
Hartgummi A	$2{,}85 \cdot 10^{18}$	14520
Hartgummi L	$429 \cdot 10^{20}$	19330
Hartgummi E	$10{,}0 \cdot 10^{20}$	17160
Kautschuk	$1{,}16 \cdot 10^{16}$	7588
Ambroid (klar)	$99{,}7 \cdot 10^{28}$	25140
Bernstein	$7{,}22 \cdot 10^{16}$(?)	5258 (?)
Bienenwachs, gelb	$11{,}1 \cdot 10^{16}$	13420
Bienenwachs, weiß	$14{,}3 \cdot 10^{16}$	12990
Siegellack, dunkelrot	$652 \cdot 10^{16}$(?)	13790 (?)
Siegellack, hellrot	$1360 \cdot 10^{16}$(?)	16820 (?)
Schellack	$13{,}9 \cdot 10^{16}$	16710
Schellack	$0{,}488 \cdot 10^{16}$	13230
Glas O	$21{,}9 \cdot 10^{13}$	7386
Glas R	$0{,}633 \cdot 10^{13}$	4185
Porzellan	$688 \cdot 10^{13}$	5338
Buchenholz (Faser längs)	$5{,}25 \cdot 10^{13}$	6412

Diese Widerstandsbestimmung wird allerdings immer nur eine rohe bleiben; denn erstens weisen die Werte von q und W_0 bei ein und derselben Substanz oft ziemliche Schwankungen auf und sie ändern sich auch manchmal, nachdem der Isolator starken Temperaturänderungen ausgesetzt gewesen war; zweitens stimmt das Temperaturgesetz nicht genau. Man erkennt das am besten, wenn man die in den Tabellen gegebenen Logarithmen der Leitfähigkeiten sich graphisch aufträgt, wie ich es in meiner Dissertation getan habe. Am auffallendsten ist die Abweichung vom Gesetz bei Glas, Porzellan und der einen Hartgummisorte, die ich mit H bezeichnet habe, indem die beobachtete Leitfähigkeitskurve meist flacher oder gar mit entgegengesetzter Krümmung verläuft als die berechnete. Auf Beobachtungsfehler sind diese Abweichungen nicht zurückzuführen, da sie erstens zu groß sind und zweitens auch in den Messungen anderer Beobachter sich wiederholen. Foussereau[1]) kommt daher auf Grund seiner Untersuchungen dazu, für Glas, Porzellan und noch andere Substanzen die Formel aufzustellen

$$\log L = C - \alpha t + \beta t^2$$

wo C, α und β Konstanten sind, t die Temperatur und L die Leitfähigkeit bedeutet. Auch Rasch und Hinrichsen[2]) erkennen die Abweichungen von dem Exponentialgesetz bei den von ihnen angeführten Messungen an, glauben aber, sie auf Beobachtungsfehler zurückführen zu können, eine Annahme, die, wie schon gesagt, erstens die Stärke der Abweichungen und zweitens die Häufigkeit, mit der diese letzteren von den verschiedensten Seiten beobachtet wurden, gegen sich hat. Hält man an dem Temperaturgesetz Koenigsbergers fest, so muß man eine Veränderlichkeit der Größe q, d. h. der Dissoziationswärme mit der Temperatur annehmen.

1) Foussereau, Compt. Rend. **95**, 216, 1882.
2) Rasch u. Hinrichsen, Zeitschr. f. Elektrochemie **14**, 41, 1908.

(Eingegangen 27. Januar 1910.)

Über die Radioaktivität des Taues. (Sulla radioattività della rugiada.)

Von C. Negro.

Die Untersuchungen, um die es sich in der vorliegenden Mitteilung handelt, stehen im Zusammenhange mit denen, die seitens zahlreicher Forscher über die atmosphärischen Niederschläge angestellt worden sind[1]); sie weichen aber zugleich von diesen ab, und zwar einmal wegen des besonderen Verfahrens, das ich zum Sammeln des zu untersuchenden Materials befolgen mußte, sodann durch dieses Material an sich. Ich setzte abends gegen 8 Uhr sechs Glasplatten aus; vier von diesen hatten das Maß 6×9 cm, eine $3 \times 4^1/_2$ cm und eine 9×12 cm. Sie stammten sämtlich von gewöhnlichen photographischen Negativen, von denen die Schicht sorgfältig entfernt worden war. Von drei 6×9 cm großen Platten war die eine auf der einen Fläche mit einer weißen Lackschicht überzogen, eine zweite mit einer roten und die dritte mit einer schwarzen Schicht. Diese Färbung war zum Zwecke einer Untersuchung unternommen worden, von der hier nicht die Rede sein soll. Ich legte sämtliche Platten unmittelbar auf den Erdboden, und zwar wählte ich, um etwaige Einflüsse fernzuhalten, die von einer verschiedenartigen Zusammensetzung des Bodens herrühren könnten, einen Pfad von Humus, der zwischen den Beeten eines Gartens im Innern eines großen Hofraumes hinläuft. Nicht weit davon entfernt befanden sich hochstämmige Bäume, aber die Platten wurden von ihrem Laub keineswegs bedeckt. Am folgenden Morgen gegen 7 Uhr nahm ich sämtliche Platten fort, wog sie zunächst genau und legte sie dann alle in den Zerstreuungszylinder des Untersuchungsapparates. Ich benutzte den Apparat von Elster und Geitel. Die Platte von $3 \times 4^1/_2$ cm führte ich nicht mit in den Apparat ein, weil ihre Abmessungen im Vergleich zu denen der übrigen so gering waren. Die Ausführung der Wägung erforderte stets etwa zehn Minuten.

Es ist gut, zu bemerken, und soll den Gegenstand einer besonderen Untersuchung bilden, daß der Wasserdampf in allen Fällen, wo ich

1) Siehe u. a. G. Costanzo u. C. Negro, diese Zeitschr. **7**, 350, 921, 1906.

Digitized by Google

die Radioaktivität des Taues untersucht habe, sich ausschließlich auf der am Boden liegenden Fläche fand. Die dem Himmel zugewandte Fläche zeigte niemals die geringste Spur von Flüssigkeit, selbst nicht bei passender Vergrößerung. Weiter zeigte sich das Glas, sowohl bei Betrachtung mit dem bloßen Auge, als auch unter der Lupe, bedeckt mit — je nach der Menge der Kondensation mehr oder minder großen — Tropfen, die voneinander durch ganz winzige Tröpfchen getrennt waren.

Bei einer Messungsreihe lud ich das Elektroskop positiv und erhielt für die Zerstreuung folgende Mittelwerte:

Zeit	A_+
7h 10′ a. m.	1,87
7h 15′ „ „	1,01
7h 30′ „ „	0,76
8h 00′ „ „	0,56
9h 00′ „ „	0,47
10h 00′ „ „	0,47
11h 00′ „ „	

Ich brauche nicht zu bemerken, daß ich vor Beginn der Ablesungen wartete, bis der Apparat elektrisch in Ruhe war.

Um nicht zu viele Dezimalstellen zu erhalten, benutzte ich nicht die Formel

$$a = \frac{1}{t}(\log V_0 - \log V_t) \cdot 100,$$

sondern ersetzte in dieser Formel lieber den Wert 100 durch 1000; ich benutzte also die Formel:

$$A = \frac{1}{t}(\log V_0 - \log V_t) \cdot 1000.$$

Aus den mitgeteilten Mittelwerten ergab sich zunächst, daß auch für den Tau gilt, was früher für den Regen und für den Schnee festgestellt worden war, daß nämlich die Aktivität fast gänzlich nach einer Zeit verschwindet, die nicht viel mehr als eine halbe Stunde beträgt. Während man nämlich bei Beginn den Wert $A = 1{,}87$ hat, erhält man in der zweiten halben Stunde $A = 0{,}76$ und erreicht nach einer weiteren halben Stunde den Wert für die vom Apparate herrührende Zerstreuung.

Eben weil der Niederschlag das Ionisierungsvermögen sehr schnell einbüßt, verfiel ich darauf, die Platten unmittelbar nach der Entnahme vom Boden in den Untersuchungsapparat einzusetzen. Die so erhaltenen Werte sind in der nachstehenden Tabelle verzeichnet.

Es folgt also nach einer geringen Einsenkung eine regelmäßige und gleichförmige Zerstreuung. Diese Werte geben Anlaß zu einigen Betrachtungen. In erster Linie ist bemerkenswert, daß der höchste Wert nicht unmittelbar nach dem Einbringen der Platten in den Apparat beobachtet wird, sondern einige Minuten später. Dies bedeutet, daß die Ionisierungsursache ihre größte Intensität nicht unmittelbar nach Fortnahme der Platten vom Boden zeigt, sondern erst einige Zeit danach. Dies war bei der ersten Messungsreihe unmöglich zu beobachten; bei dieser jetzigen Messung hingegen war es möglich. Bei den Messungen der ersten Reihe verstrichen aber immer etwa zehn Minuten durch die Wägungen; dagegen verflossen bei den letzteren Messungen zwischen der Fortnahme der Platten vom Boden und der Exposition im Apparate, der bereits für die Ablesungen bereit war, höchstens 2 Minuten. Weiterhin nimmt der Wert von A beträchtlich ab, aber die natürliche Zerstreuung des Apparates wird nach einer Zeit erreicht, die länger ist als die, welche dazu erforderlich ist, wenn die Platten einige Minuten lang an der umgebenden Luft geblieben sind. Man könnte fast sagen, daß die ionisierende Aktivität, die sich zuerst zeigt, die Fähigkeit hat, die eingeschlossene Luft anhaltender zu ionisieren.

Zeit	A_+
7h 10′ a. m.	1,20
7h 15′ „ „	1,80
7h 30′ „ „	1,16
8h 00′ „ „	1,10
8h 30′ „ „	0,93
10h 30′ „ „	0,80
11h 30′ „ „	0,81
1h 30′ p. m.	0,63
3h 30′ „ „	

Diese Erscheinung, die am Regen und am Schnee niemals beobachtet worden ist, führt dazu, ihre Ursache irgendwelcher unmittelbaren Wirkung des Bodens zuzuschreiben. Hierzu sieht man sich erst recht veranlaßt, wenn man bedenkt, daß der Tau immer nur an der Unterseite der Platte in reichlicher Menge gefunden wurde.

Der Tag, an welchem ich verhältnismäßig hohe Werte erhielt, war der 11. Oktober. Da erhielt ich nämlich:

Zeit	A_+
7h 20′ a. m.	3,60
7h 25′ „ „	2,80
7h 40′ „ „	0,92
8h 20′ „ „	0,82
9h 40′ „ „	0,42
10h 40′ „ „	0,44
11h 40′ „ „	

Darauf folgt eine kleine Schwankung um den Wert 0,40 herum, die vielleicht auf Ablesungsfehlern beruht.

Der allgemeine Verlauf der Kurve, welche diese Messungsergebnisse darstellt, unterscheidet sich nicht von dem der Kurve, die man mit den Werten der ersten Tabelle erhalten würde.

Digitized by Google

Nur zu Anfang zeigt sie eine größere Neigung gegen die Abszissenachse, doch strebt sie in der gleichen Zeit der Parallelität zu. Dieser eigenartige Verlauf war von keinerlei Sonderheiten der meteorologischen Faktoren begleitet, und wenn ich einen Umstand finden sollte, der nur dieses Mal auftrat, so wüßte ich nur den folgenden zu nennen: Während ich bei allen übrigen Messungen beim Auseinandernehmen des Apparates fand, daß ein gut Teil des Morgentaues auf den Platten zurückblieb, fand ich am elften Oktober die Platten vollkommen trocken und das Wasser, das sich am Morgen auf ihnen niedergeschlagen hatte, verdampft.

Ich führte eine andere Messungsreihe aus, bei der ich das Elektroskop negativ geladen hatte. Ich erhielt dabei die folgenden Mittelwerte:

Zeit	A_-
7h 10′ a. m.	4,05
7h 15′ „ „	2,80
7h 30′ „ „	1,69
8h 00′ „ „	0,79
9h 00′ „ „	0,67
10h 00′ „ „	0,62
11h 00′ „ „	

Darauf folgt dann langsam und regelmäßig der Übergang zu einer regelmäßigen Zerstreuung. Man bemerkt einen hervortretenden Unterschied zwischen diesen Mittelwerten und den mit positiver Ladung erhaltenen. Während wir hier $A = 4{,}05$ haben, erreichen wir mit positiver Ladung zu Anfang kaum $A = 1{,}87$. Die übrigen Werte halten sich bei negativer Ladung durchweg höher als die entsprechenden Werte bei positiver Ladung, obschon der Gang der Kurven, wenigstens im ersten Teile, keinerlei Verschiedenheit zeigt. So verschiedene Werte lassen sich nicht durch Sonderheiten der meteorologischen Faktoren erklären, und erst recht nicht aus den Versuchsbedingungen. Die Platten wurden immer an derselben Stelle ausgesetzt; die Taumenge ist stets nahezu dieselbe gewesen (2 bis 3 g). Wir müssen zur Erklärung die größere Beweglichkeit der Ionen oder vielleicht auch das innerste Wesen der Ionisierungsursache heranziehen.

Wenn man $A_- : A_+ = Q$

und die Differenz

$A_- - A_+ = D$

bildet, so würde man erhalten:

Zeit	Q	D
7h 10′ a. m.	2,16	2,18
7h 15′ „ „	2,77	1,79
7h 30′ „ „	2,22	0,93
8h 00′ „ „	1,23	0,23
9h 00′ „ „	1,42	0,20
10h 00′ „ „	1,32	0,15
11h 00′ „ „		

Diese Werte zeigen nun, daß das Überwiegen der negativen Zerstreuung mit dem Verschwinden der Radioaktivität geringer wird, und daß die negative Zerstreuung zwar immer stärker bleibt, aber sich dem Werte der positiven Zerstreuung nähert.

Ausnahmsweise hohe Werte für die negative Zerstreuung erhielt ich am 21. Oktober. Die meteorologischen Verhältnisse zeigten nichts Besonderes: Am Abend des 20. Oktober war heiterer Himmel und leichter Westwind. Am 21. früh um 6 Uhr zeigte ein dem freien Himmel ausgesetztes Thermometer $t = 11{,}0$; der Himmel blieb übrigens vom vorhergehenden Abend an heiter, und der leichte Westwind hielt an.

Die Werte waren nun:

Zeit	A_-
7h 10′ a. m.	9,4
7h 15′ „ „	6,2
7h 30′ „ „	3,5
8h 00′ „ „	3,6
9h 00′ „ „	0,48
10h 00′ „ „	0,38
11h 00′ „ „	

Darauf folgt dann eine regelmäßige Zerstreuung, die immer um 0,40 schwankt. Auch für diese ausnahmsweise hohen Werte wüßte ich keine Wirkung meteorologischer Faktoren in Anspruch zu nehmen. Bei demselben Winde, bei gleicher Temperatur und gleicher Taumenge erhielt ich in anderen Fällen Werte, die wenig von den Mittelwerten abwichen.

Die Schlußfolgerungen, die man ziehen kann, soweit dies in Anbetracht der besonderen Verhältnisse angängig ist, welche die Taubildung bestimmen, sind identisch mit den Folgerungen, die wir für den atmosphärischen Niederschlag im allgemeinen gezogen haben. Die radioaktive Fähigkeit sinkt in wenig mehr als einer halben Stunde auf die Hälfte; später sucht sie dann, wenn auch etwas langsamer, ganz zu verschwinden.

Die negative Zerstreuung ist immer größer als die entsprechende positive; den größten Unterschied findet man zu Beginn der Exposition.

Es zeigt sich weiter, daß die meteorologischen Faktoren keinerlei Einfluß üben.

Bologna, im Januar 1910.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. Januar 1910.)

Digitized by Google

Über Polarisationserscheinungen an flüssigen Kristallen der Cholesterinester.

Von F. Giesel.

Die bereits 1888 von Reinitzer beim Abkühlen von Cholesterinesterschmelzen beobachteten prächtigen Schillerfarben haben durch die eingehende Kenntnis der flüssigen Kristalle ein erneutes Interesse gewonnen. Eine Erklärung des Phänomens ist indessen noch nicht gegeben worden. Lehmann weist auf eine Ähnlichkeit mit Christiansens Monochromen hin, während Vorländer und neuerdings Schenck[1]) darauf aufmerksam machen, daß die Zirkularpolarisation eine Rolle spielen dürfte, weil nur dann flüssige Kristalle Farben zeigen, wenn sie die Polarisationsebene zu drehen vermögen.

Vorländer hat ferner gezeigt, daß das von Lehmann Pseudoisotropie genannte Verhalten der flüssigen Kristalle zwischen Deckgläsern (besonders beim gelinden Verschieben) auf einer Richtung der optischen Achsen der Kristalle senkrecht zur Glasfläche beruht, derart, daß die so orientierte Flüssigkeit sich ähnlich verhält wie eine $\perp$ z. A. geschliffene Kalzitplatte. Dreht die Substanz die Polarisationsebene, so ist Analogie mit einer $\perp$ z. A. Quarzplatte vorhanden. Man erhält mit den so gerichteten flüssigen Kristallen im konvergenten polarisierten Lichte die bekannten Ringsysteme.

Unbekannt ist bisher geblieben, daß das Licht der Schillerfarben der Cholesterinester, sowohl das durchgelassene, wie das reflektierte, bereits zirkular polarisiert ist, und zwar entgegengesetzt.

Obwohl meine folgenden Beobachtungen noch mangelhaft sind, könnte es doch für die Theorie der flüssigen Kristalle Wert haben, die Aufmerksamkeit darauf zu lenken.

Zur Untersuchung ist es angenehm, die Schmelzen mit Unterkühlung bei gewöhnlicher Temperatur längere Zeit in der gewünschten flüssigen Phase und Orientierung der optischen Achsen $\perp$ zur Glasfläche halten zu können. Lehmann hat deshalb drei verschiedene Ester gemischt. Ich habe dem Gemisch von Cholesterin-Azetat, Propionat und Benzoat noch geringe Mengen Kaprinat und Cinnamylat zugesetzt. So gelingt es außerdem, daß die drei Übergänge von Blau zu Grün und Rot im reflektierten Licht sehr langsam stattfinden und die Farben über die ganze Platte homogen sich oft Stunden bis Tage lang halten. Im durchgehenden Licht treten die Komplementärfarben der Reihe nach von Gelb, Rosarot, Blaugrün auf.

Daß das reflektierte und gerade durchgelassene farbige Licht zirkulär polarisiert ist, erkennt man mit Hilfe eines Nicols, der bei Drehung keinerlei Veränderung wahrnehmen läßt, wohl aber nach Einschaltung eines $^1/_4$-Undulations-Glimmerblattes, wodurch ja die Zirkularpolarisation in lineare übergeführt wird. Hält man einen Turmalin oder besser ein kleines Nicol mit $\perp$ z. A. geschliffener Kalzitplatte dicht vor das Auge (konvergentes Licht), so sieht man bei Vorschaltung der Cholesterinesterplatte sowohl im reflektierten, wie durchgehenden Licht das geöffnete Ringsystem monochromatisch[1]) in der betreffenden Farbe der Platte, und zwar ist die Lage der Verbindungslinie der dunklen Flecken bei korrespondierender Nicolstellung beim reflektierten Licht senkrecht zu der beim durchgelassenen. Schiebt man ein $^1/_4$-Undulationsglimmerblatt ein, so entsteht das gewöhnliche Achsenbild des Kalkspates mit Kreuz monochromatisch[1]).

Betrachtet man das von einer Platte reflektierte Licht, z. B. Grün, durch eine zweite gleiche Platte (im Durchgang also rosarot), so wird das Grün vollkommen absorbiert, während andersfarbiges Licht einer anderen Platte oder einer mehrfarbigen Platte hindurchgelassen wird. Einschaltung eines $^1/_4$-Undulationsglimmerblattes bringt die Farbe (das Grün) wieder zum Vorschein.

Es geht aus den Versuchen hervor, daß die Cholesterinesterplatten als Zirkularpolarisatoren für gewöhnliches Licht zu benutzen sein müssen. Demgemäß gibt eine $\perp$ z. A. Kalzitplatte zwischen zwei gleichen Cholesterinesterplatten im konvergenten durchgehenden gewöhnlichen Licht ein reines Ringsystem ohne Kreuz in der betreffenden Farbe. Das Zentrum des Ringsystems ist beim reflektierten Licht stets dunkel (farbig), beim durchgelassenen Lichte hell. Durch entsprechende Einschaltung von $^1/_4$-Undulationsglimmer kann das Ringsystem wie oben verändert werden. In Kombination mit einem $^1/_4$-Undulationsglimmerblatt hat man einen monochromatischen Linearpolarisator.

Eine Platte im Beginn des Auftretens der Farben, die, wie bereits erwähnt, Blau reflektiert und Gelb durchläßt, zeigt bei schiefem Durchgang des Lichtes kaum eine Veränderung der Farbe, sehr deutlich aber die späteren Übergänge in Rosarot und Blaugrün. Bei Neigung der Platte gegen den einfallenden Strahl werden alsdann die Farben bis zum Gelb rückwärts durchlaufen. Dieses Licht bei schiefem Einfall weist nach dem Durchgang, mit dem Nicol

1) Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **6**, 608, 1909.

1) Monochrom ist hier nicht im strengen Sinne der Bezeichnung aufzufassen.

Digitized by Google

geprüft, Veränderung der Intensität auf, was vielleicht auf Verwandlung in elliptische (bzw. lineare) Polarisation schließen läßt. Am intensivsten ist die Färbung, wenn die Schwingungsebene des Nicols parallel zur Neigungsebene der Platte ist; senkrecht dazu am schwächsten.

Beim Reflex wechseln mit dem Neigungswinkel gleichfalls die Farben, doch konnte die analoge Polarisationsänderung nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden.

Bei allen Versuchen wurde selbstverständlich darauf Rücksicht genommen, etwaige fremde Polarisation, z. B. durch Glasplatten, auszuschalten. Die beschriebenen Erscheinungen lassen sich auch objektiv durch Projektion darstellen.

Es liegt nach dem Gegebenen nahe, einen Vergleich mit den Polarisationsfarben des Quarzes zu machen und sich dementsprechend die Struktur (idiophane Achsenbilder) der Cholesterinesterplatte vorzustellen; haben doch auch deren Durchgangsfarben größte Ähnlichkeit mit jenen. Eine Analogie mit Christiansens Monochromen scheint nicht zu bestehen, da ich analoge Polarisationsphänomene hier nicht erhalten konnte.

(Eingegangen 17. Februar 1910.)

Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen.

(Contributo sperimentale alla conoscenza delle modalità di rottura degli oggetti di vetro.)

Von Lucio Gabelli.

II. Teil[1]).

Bruchsysteme, die durch lokalisierte Erwärmung gekrümmter Scheiben entstehen.

A. Zylindrische Scheiben.

Ich habe in einer früheren Veröffentlichung[2]) auf ein besonderes Bruchsystem hingewiesen, das man leicht an den Glaszylindern der Glühlichtlampen beobachten kann.

Diese typische Bruchform infolge lokalisierter Erwärmung ist in der Tat vielleicht die am häufigsten auftretende Form von Bruch infolge thermischer Einwirkung neben der noch allgemeineren und — da sie durch weniger streng lokalisierte Erwärmung oder Abkühlung hervorgerufen wird — viel weniger regelmäßigen Form, die an Glasgefäßen auftritt, in die man eine Flüssigkeit einfüllt, deren Temperatur von jener des Glases selbst sehr verschieden ist. Das ist nun auch gerade der Ausgangspunkt meiner Untersuchungen über den Bruch durch thermische Einflüsse gewesen. Ich hatte nämlich zunächst beobachtet, wie typisch, das heißt wie eigenartig und wie konstant, diese Bruchform ist; nachdem es mir dann gelungen war, diese Bruchform an zylindrischen Scheiben zu reproduzieren, bin ich dazu übergegangen, zu beobachten, wie sich die Erscheinung an ebenen und an sphärischen Scheiben ändert. Dieses Bruchsystem besteht in einem Stücke einer Geraden, die senkrecht zur Erzeugenden des Zylinders steht und sich an ihren beiden Enden durch Spaltung oder fächerartig dergestalt teilt, daß sie eine Figur nach Art zweier Büschel bildet, deren Scheitel untereinander durch die

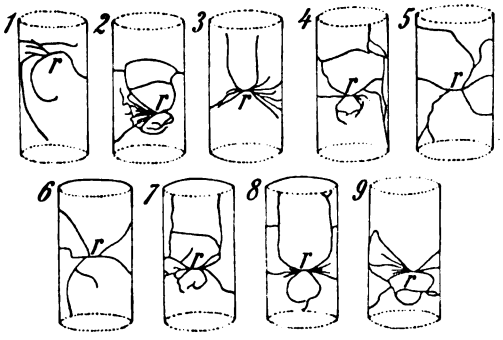


Fig. 13. Neun Beispiele für Bruch von Gaslampenzylindern infolge lokalisierter Erwärmung (bei *r*).

erwähnte, im allgemeinen kurze, geradlinige Strecke verbunden sind. Die Bruchlinien, aus denen sich die beiden Büschel zusammensetzen, sind oft sehr kurz, indessen können einige von ihnen, und zwar ausdrücklich die äußeren (jedes der beiden Bündel) sich sehr weit verlängern. In diesem Falle wechseln sie auch mehr als einmal, scheinbar ohne jegliche Regel, die Richtung (vgl. hierzu die Fig. 13[1])).

Wie ich bereits in der erwähnten früheren Arbeit zeigen konnte, gelingt es leicht, das eben beschriebene Bruchsystem dadurch zu reproduzieren, daß man eine röhrenförmige Glasscheibe (beispielsweise eine gewöhnliche Flasche mit zylindrischem Körper) in einem lokalisierten Punkte mittels einer Bunsenflamme erhitzt. Auch in diesem Falle erhält man die beiden durch eine zur Erzeugenden des Zylinders senkrechte geradlinige Strecke miteinander verbundenen Büschel (siehe Fig. 14 und 15).

---

1) I. Teil, diese Zeitschr. **11**, 117, 1910.

2) Osservazioni ed esperienze sulla rottura dei corpi vitrei. Memorie della Pontificia Accademia Romana dei Nuovi Lincei **26**, Rom 1908.

1) Die Numerierung der Figuren schließt sich jener des ersten Teiles fortlaufend an. (Anm. d. Übers.)

Digitized by Google

Man erhält somit dasselbe identische Bruchsystem sowohl durch Erwärmung von innen her (Beobachtungen an Glaszylindern für Glühlicht) als auch bei Erwärmung von außen her (Versuche an Flaschen mit zylindrischem Körper). Hierin besteht ein bemerkenswerter Unterschied gegen die Erscheinungen bei mechanischem Bruch durch Schlag oder Stoß. Bei letzterem ist, wie ich bereits durch entsprechende Versuche dargetan habe, die Bruchfigur an gekrümmten Scheiben verschieden, je nachdem,

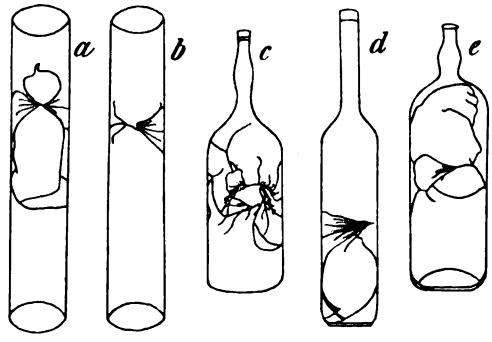


Fig. 14. Gaslampenzylinder und verschiedene Flaschen, die durch lokalisierte Erwärmung zerbrochen sind.

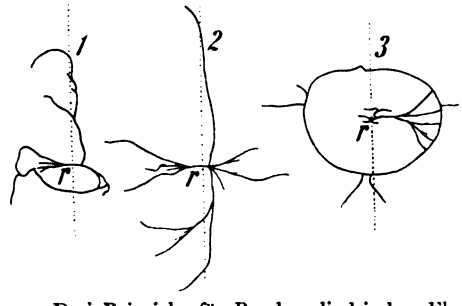


Fig. 15. Drei Beispiele für Bruch zylindrischer Flaschen infolge lokalisierter Erwärmung (bei *r*). Es ist nur das Bruchsystem angegeben. Die punktierten Linien deuten die Achse der Flasche an.

ob der Schlag von der konkaven oder von der konvexen Oberfläche aufgenommen wird. Im letzteren Falle erhält man ein Bruchsystem mit linearer Symmetrie, während im ersteren Falle die Symmetrie des Systems eine zirkulare ist.

Es ist nicht schwierig, sich eine Erklärung für das verschiedene Verhalten zylindrischer Scheiben gegen Erwärmung und gegen Schlag zu bilden. Wenn man nämlich bedenkt, daß beim Schlag die Ursache des Bruches in bezug auf die Glasscheibe eine äußere, und daß auch ihr Angriffspunkt ein äußerer ist, so kann man begreifen, wieso das Geschoß, wenn es die innere oder konkave Oberfläche trifft, Wirkungen hervorbringen kann, die von denen verschieden sind, die es hervorbringt, wenn es die äußere oder konvexe Oberfläche trifft. Die mathematisch-physikalische Analysis wird diesen Punkt auch aufklären können. Beim Bruch durch thermische Einflüsse ist dagegen die unmittelbare Ursache des Bruches nicht sowohl die Wärme als vielmehr die durch diese nicht nur an der Oberfläche, sondern auch im Innern hervorgerufene Ausdehnung der Scheibe. Da aber die Ursache eine innere ist und in Richtung parallel zur Oberfläche der Scheibe wirkt, und nicht normal zu dieser, wie im Gegensatz zu ihr das Geschoß, so ist es klar, daß die verschiedenen Modalitäten der konkaven oder konvexen Oberfläche der Glasscheibe keinerlei unmittelbaren Einfluß werden ausüben können. Ich sage, keinen unmittelbaren, weil man doch gewisse mittelbare und schwache Einflüsse erhalten kann. Die Erwärmung mittels einer und derselben Wärmequelle wird an einer konkaven Oberfläche konzentrierter oder beschränkter, an einer konvexen Oberfläche mehr verteilt sein.

Wenn wir das an zylindrischen Scheiben durch Erwärmung hervorgerufene Bruchsystem verfolgen, so lehren die Versuche weiter, daß der Faktor, der für die Erzeugung des Bruchsystems von Wichtigkeit ist, in diesem Falle eben der Umstand ist, daß die Scheibe gekrümmt ist, und zwar in besonderer Weise, nämlich zylindrisch, gekrümmt. Wenn man nämlich nicht nur mit röhrenförmigen Glasscheiben arbeitet, also mit solchen, die vollständige Zylinder bilden, sondern auch mit offenen rinnenförmigen Scheiben und mit willkürlich umrissenen Stücken von zerbrochenen röhrenförmigen Glasscheiben, so erhält man immer dasselbe Bruchsystem. Die vollkommene Röhrenform scheint nur darauf Einfluß zu haben, das Bruchsystem mit aller Genauigkeit so zu orientieren, daß die mittlere geradlinige Strecke, welche die beiden Büschel verbindet, normal zur Erzeugenden des Zylinders verläuft.

Wenn man die durch thermische Einwirkung an ebenen Scheiben entstehenden Bruchformen mit denen vergleicht, die an zylindrischen Scheiben auftreten, so erhellt sogleich, daß das Bruchsystem an den ersteren sehr von dem an den letzteren verschieden ist, und daß diese Verschiedenheit in engem Zusammenhange mit den Modalitäten steht, welche der Rand der Scheiben aufweist.

Das Bruchsystem der zylindrischen Glasscheiben besteht nämlich, wie wir gesehen haben, aus einem doppelten Büschel von Bruchlinien, und dieses Doppelbüschel hat seinen Ausgangspunkt im Mittelpunkte der Erwärmungsfläche. Das einzige Büschel dagegen, welches das Bruchsystem an ebenen Scheiben bildet, hat seinen Ausgangspunkt nicht an der Erwärmungsstelle,

Digitized by Google

sondern in einem Punkte des Randes, und zwar in dem Punkte, welcher der Erwärmungsstelle am nächsten liegt.

Bei röhrenförmigen Scheiben könnte man vermuten, daß der beobachtete Unterschied gegenüber rechteckigen ebenen Scheiben auf dem Fehlen der beiden zur Erzeugenden des Zylinders parallelen Räder beruhe. Ich habe aber bereits angegeben, daß das Bruchsystem nicht von dem verschieden ist, das man bei Versuchen an Bruchstücken zylindrischer Scheiben mit allseitig freiem Rande erhält. Wir sehen uns somit in diesem Falle gezwungen, zur Erklärung der besonderen Figur des Bruchsystems den Einfluß der Krümmung in Anspruch zu nehmen. Wir könnten uns fast veranlaßt sehen, an gekrümmten Scheiben einen, je nach Lage des Falles freien oder nicht freien, morphologischen Rand und einen sozusagen funktionellen Rand zu unterscheiden; letzterer würde durch die Krümmung der Scheibe verursacht werden und die Erwärmungsstelle umgeben, und er würde in keinem Falle frei sein.

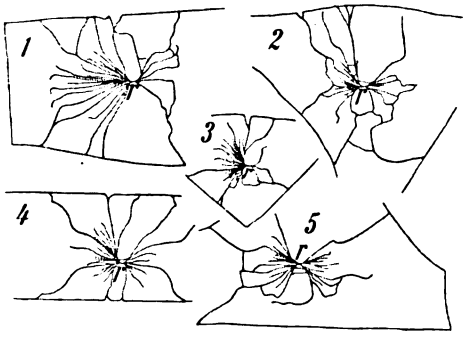


Fig. 16. Fünf Beispiele von Bruch infolge gleichzeitiger Erwärmung einer zentralen Stelle (r) und der nächstgelegenen Seitenränder. Es sind nicht alle Ränder angegeben.

Ich beabsichtige keineswegs, weiter auf diese Deutung einzugehen. Abgesehen von anderen Gründen, gestattet schon die rein empirische Anlage dieser Untersuchung mir nicht, mich auf schwierige mechanische Darstellungen der beobachteten Tatsachen einzulassen. Aber die Vorstellung von einer Störung im Bruchsystem infolge des Einflusses des Randes erwies sich für mich als recht nützlich, denn sie führte mich auf einige Versuchsreihen, die von höchster Bedeutung sind, insofern als es mir mit ihrer Hilfe gelang, die beiden typischen Bruchsysteme an ebenen und an zylindrischen Scheiben, die, wie wir gesehen haben, sehr verschieden voneinander sind, zu verbinden.

Der Einfluß des Randes ließ sich auf verschiedene Weise beseitigen. Es lag nahe, an die Möglichkeit zu denken, ebene Platten ohne freien Rand zu nehmen, und ich prüfte deshalb die Wirkung der lokalisierten Erwärmung an ebenen Flächen prismatischer Flaschen.

Andererseits wollte ich versuchen, gleichzeitig mit dem inneren Gebiete auch die Ränder der Scheibe zu erwärmen. Das war auch möglich, weil die Erwärmung des Randes langsamer als die eines inneren Gebietes den Bruch herbeiführt und in jedem Falle, wie ich bereits angegeben habe, ein vollkommen abweichendes Bruchsystem erzeugt. Es war daher keinerlei Verwechslung zu befürchten.

Die Versuche wurden im letzteren Falle in zwei Reihen ausgeführt. In der einen Versuchsreihe wurden die Platten in der Mitte und an den Rändern mittels einer breiten Bunsenflamme erhitzt; in der anderen Versuchsreihe wurde die Erwärmung in der Mitte mittels eines kleinen leuchtenden Flämmchens bewerkstelligt, und zwei einander gegenüberliegende Ränder wurden mittels je eines Bunsenbrenners mit aufgesetztem Fischschwanzbrenner erhitzt. Die beiden anderen Ränder wurden nicht erwärmt, sondern waren, da die Platten ziemlich längliche Rechtecke bildeten, recht weit entfernt und beeinflußten, wie die Erfahrung lehrte, das Bruchsystem nicht.

Die Ergebnisse all dieser Versuche stimmten recht gut miteinander überein. Das Bruchsystem, mochte es sich nun um die Erwärmung ebener Seiten prismatischer Flaschen handeln oder um gleichzeitige Erwärmung gläserner Platten mit freiem Rande am Rande und innen, das Bruchsystem war genau das für die zylindrischen Scheiben typische und charakteristische. Dieses Ergebnis ist hochinteressant und wird von großem Nutzen sein, wenn wir an die analytische Deutung dieser Tatsachen herangehen werden.

B. Sphärische Scheiben.

Die Versuche, die ich angestellt habe, um ausfindig zu machen, in welcher Weise der Bruch sphärischer Glasscheiben infolge lokalisierter Erwärmung erfolgt, haben übereinstimmend folgendes Ergebnis geliefert.

Die Erwärmungsfläche zeigt zwei, einen oder mehrere kurze Sprünge von der Form einer Locke oder eines Kommas; diese stellen einen Versuch dar, diese Stelle von dem Rest der sphärischen Scheibe abzutrennen. Von der Erwärmungsstelle gehen zwei (selten mehr als zwei, beispielsweise in einem Falle fünf radiale Linien) geradlinige radiale Strecken aus, die in den meisten Fällen so angeordnet sind, daß die eine die Verlängerung der anderen bildet, und daß es daher zuweilen schwierig ist, festzustellen, daß es sich bei diesen Linien tatsäch-

Digitized by Google

lich um zwei handelt, und wo ihr Ausgangspunkt liegt, der sich im Mittelpunkte der Erwärmungsfläche befindet. Schließlich bemerkt man, häufig weit von der Erwärmungsfläche entfernt, eine kreisförmige Linie, welche eine sphärische Kalotte aus der Scheibe abzutrennen sucht und oft tatsächlich abtrennt.

Wie bei den zylindrischen Scheiben, so ist es auch hier für die Hervorbringung des Bruchsystems nicht erforderlich, eine vollständige Kugel zu haben; vielmehr genügt eine irgendwie umgrenzte sphärische Kalotte (siehe Fig. 17).

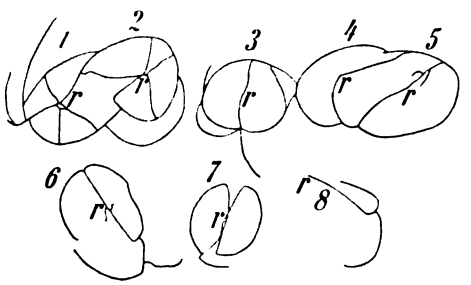


Fig. 17. Acht Beispiele für Bruch sphärischer Scheiben. Es ist nur das Bruchsystem angegeben.

C. Konische Scheiben.

An konischen Scheiben scheint das Bruchsystem vollkommen mit dem an zylindrischen Scheiben auftretenden identisch zu sein; ich kann indessen auf Einzelheiten nicht eingehen, weil ich bisher erst wenige Versuche ausgeführt habe.

Bruchsysteme, hervorgerufen durch gleichzeitige Erwärmung an mehreren sich gegenseitig beeinflussenden Punkten.

Besondere Bruchsysteme kann man hervorbringen, wenn man die Scheiben gleichzeitig an mehr als einer Stelle erwärmt, vorausgesetzt natürlich, daß die Entfernung der einzelnen Erwärmungsflächen voneinander diesen gestattet, sich wechselseitig zu beeinflussen.

Ich habe bereits geschildert, wie es durch gleichzeitige Erwärmung an einer inneren Stelle und an zwei einander gegenüberliegenden Kanten ebener Scheiben gelingt, das Bruchsystem hervorzurufen, das gerade für zylindrische Scheiben charakteristisch ist.

Ich habe indessen weitere Versuche angestellt und dabei die Zahl, die Lage und die Ausdehnung der Erwärmungsflächen verändert. Die Versuchsergebnisse betreffen jedoch fast ausschließlich ebene Platten, denn ich habe unter diesem Gesichtspunkte an gekrümmten Scheiben zu wenig Versuche ausgeführt.

Bei gleichzeitiger Erwärmung an zwei oder drei Stellen entstehen zwei oder drei typische Pfeilsysteme, die untereinander mit offenbarer Regelmäßigkeit verbunden sind. Man muß indessen beachten, daß, selbst wenn die Erwärmung noch so gleichzeitig erfolgt, es unmöglich oder fast unmöglich ist, den Bruch gleichzeitig zu erhalten. Eines der Systeme entsteht zuerst, und ihm folgen dann im Augenblicke schnell die übrigen (vgl. die Fig. 18 bis 22).

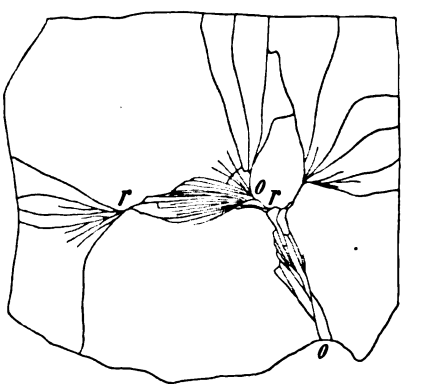


Fig. 18. Unregelmäßig quadratische Scheibe, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (*r*) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinander liegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

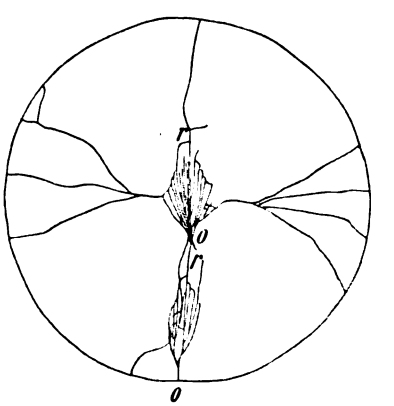


Fig. 19. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (*r*) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinander liegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

Die Form des Randes (ob kreisförmig, rechteckig usw.) hat nur in den bereits besprochenen Fällen einen Einfluß.

Wenn die Erwärmung — immer im Innern der Scheibe — mittels vieler kreisförmig angeordneter Flämmchen bewerkstelligt wird (ich habe den aus 16 Flämmchen bestehenden Kranz des gewöhnlichen Triplexbrenners benutzt), so besteht das Bruchsystem aus einer Kreislinie im Verein mit dem ersten Teile der

Digitized by Google

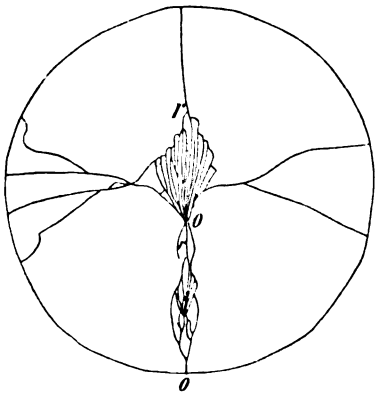


Fig. 20. Unregelmäßig quadratische Scheibe, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (r) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinanderliegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

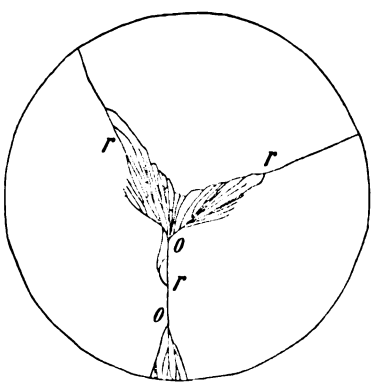


Fig. 21. Unregelmäßig quadratische Scheibe, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (r) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinander liegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

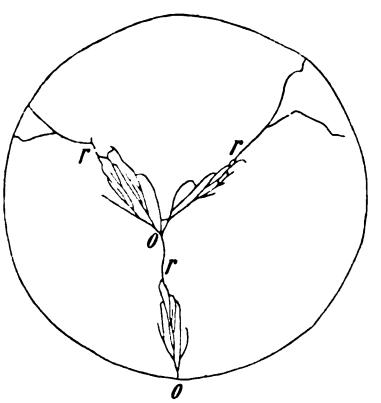


Fig. 22. Unregelmäßig quadratische Scheibe, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (r) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinander liegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

charakteristischen Figur des Bruchsystems an ebenen Scheiben, nämlich mit der Spitze des Pfeiles. Der erwärmte Kreis löst sich nämlich von der übrigen Scheibe, aber gleichzeitig wirkt er wie irgendeine innere Fläche von geringerer Weite und erzeugt ein Büschel von Bruchlinien, also die Pfeilspitze. Die übrigen Teile des Pfeilsystems treten nicht auf (siehe Fig. 23).

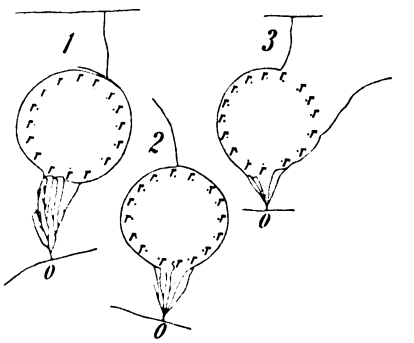


Fig. 23. Drei Beispiele für Bruch ebener Scheiben durch Erhitzen einer Innenfläche mittels eines Triplexbrenners. Die Punkte bezeichnen die 16 Flämmchen des Brenners. Es sind nur die Ränder angegeben, die zu der Bruchfigur in Beziehung stehen.

Wenn man den regelmäßigen Kranz von Flämmchen durch eine breite Flamme ersetzt, die jedoch den Rand nicht mit erwärmen kann, so erhält man ein unregelmäßiges System, das aber dem vorigen analog ist. Die Unregelmäßigkeit besteht einzig und allein in dem Verlaufe der Linie, welche dem Kreise des vorigen Systems analog ist. Es liegt auf der Hand, daß bei Verwendung einer breiten Flamme die Erwärmungsfläche nicht regelmäßig begrenzt sein kann (siehe Fig. 24).

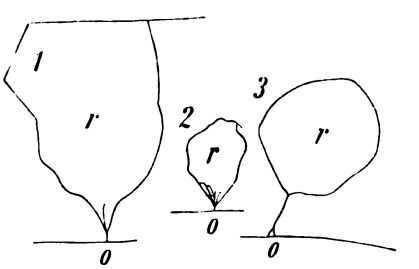


Fig. 24. Drei Beispiele ebener Scheiben, die durch Erwärmung einer Innenfläche (r) mittels einer breiten Flamme zerbrochen wurden. Es sind nur die Ränder angegeben, die zu den Bruchfiguren in Beziehung stehen.

Ein analoges Verhalten zeigt sich, wenn man mittels eines Fischschwanzbrenners mit ziemlich langgestreckter Basis erwärmt. Dann erhält man das gewohnte Pfeilsystem. Indessen ist der Pfeil nicht symmetrisch, sondern erscheint im Schafte gebogen.

Digitized by Google

Durch Abkühlung hervorgerufene Bruchsysteme.

Bisher betreffen meine Versuche Fälle lokalisierter Erwärmung. Ich habe mich indessen auch bemüht, die Modalitäten des Bruches infolge von Abkühlung zu untersuchen, und habe zu diesem Zwecke ebene und zylindrische Glasscheiben, nachdem ich sie stark erhitzt hatte, einer energischen Abkühlung durch Berührung mit Wasser unterworfen.

Die Versuche wurden folgendermaßen ausgeführt: das Glas wurde gleichmäßig erwärmt, und dann wurde mittels einer Pipette eine größere oder geringere Wassermenge von Zimmertemperatur darauf fallen gelassen. Oder die so erwärmten ebenen oder zylindrischen Scheiben wurden auch in das Wasser eingetaucht. Die Ergebnisse waren stets sehr bemerkenswert durch die Konstanz der Bruchgestaltung.

Im ersteren Falle (aus einer Pipette auffallendes Wasser) wurde die gleich dem Wassertropfen nahezu kreisrunde abgekühlte Zone durch eine gleichfalls kreisförmige Linie von dem Übrigen abgetrennt. Wenn dann die zur Abkühlung benutzte Wassermenge zunahm, so erhielt ich ein stets kreisförmiges System, das sich aus vielen konzentrischen kreisförmigen Linien und anderen radialen zusammensetzt. Dem Aussehen nach erhält man eine sehr komplizierte rosenartige Figur, die vollständig von der durch lokalisierten Schlag hervorgerufenen verschieden ist.

Im zweiten Falle — wenn die stark erwärmten Scheiben in das Wasser getaucht wurden — entstanden Bruchlinien, die nahezu aufeinander senkrecht standen und parallel zu den Rändern der Scheibe verliefen und ein rechteckiges System bildeten, wenn das Eintauchen plötzlich erfolgte; bei etwas weniger schnellem Eintauchen erhielt man Linien, die zu dem etwas aufwärts gekrümmten Wasserhäutchen parallel liefen (vgl. Fig. 25).

Flaschen und Probiergläser nun, die ich in dieser Weise behandelte, sprangen der Länge nach mit etwas gewundenen Linien; aus diesen gehen seitlich andere, gleichfalls gewundene und auf den ersteren senkrecht stehende Linien hervor. So entsteht ein Netz, das dort, wo starke Abkühlung erfolgte, geschlossene Maschen und an den Grenzen dieses Gebietes offene Maschen, das heißt solche mit frei endenden Linien, aufweist.

Es entstehen also infolge starker Abkühlung — mag sie nun lokalisiert sein (mittels der Pipette hervorgerufen) oder allgemein (durch Eintauchen) — charakteristische Bruchfiguren.

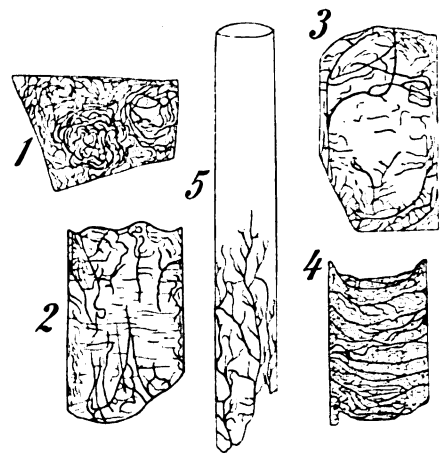


Fig. 25. Fälle von Bruch zuvor erhitzter gläserner Gegenstände durch Abkühlung.
1. Ebene Scheibe; Bruch infolge aus einer Pipette ausfallender Wassertropfen.
2, 3. Desgleichen; Bruch infolge Eintauchens der horizontal gehaltenen Scheibe.
4. Desgleichen; Bruch infolge Eintauchens der vertikal gehaltenen Scheibe.
5. Aufrecht stehende zylindrische Scheibe.

Dies widerspricht auch keineswegs meiner eingangs aufgestellten Behauptung, daß gleichförmige Erwärmung und Abkühlung keinen Bruch hervorrufen kann. Infolge des geringen Wärmeleitvermögens des Glases wird nämlich die augenblickliche Abkühlung, wenngleich sie auf der ganzen Oberfläche des Gegenstandes vorgenommen wird, nicht gleichförmig. Vielmehr bilden sich in dem Glasgegenstande eine Menge unabhängiger Kontraktionszentren, und es muß innerhalb der Grenzen der zugehörigen Gebiete eine Abtrennung der Teilchen entstehen; infolgedessen treten dann dort die Bruchlinien auf.

Zusammenfassung.

Es erscheint mir zweckmäßig, die Hauptergebnisse der Versuche, die ich ausgeführt habe, um die Modalitäten des Bruches von Glasscheiben infolge von Störungen des Wärmegleichgewichtes zu untersuchen, hier zusammenzufassen:

1. In gläsernen Gegenständen kann man die Störung des thermischen Gleichgewichtes als Bruchursache sowohl durch Erwärmung als auch durch Abkühlung erreichen. Langsame und gleichmäßige Erwärmung oder Abkühlung, mögen sie auch noch so stark sein, bringen jedoch keinen Bruch hervor, weil nämlich eben in diesem Fall keinerlei Störung des thermischen Gleichgewichts entsteht.

2. An ebenen Glasscheiben ist das infolge lokalisierter Erwärmung auftretende Bruch-

Digitized by Google

system je nach der Lage der Stelle örtlicher Erwärmung verschieden. Diese Stelle kann am Rande oder ganz und gar im Innern der Scheibe liegen.

Im ersteren Falle besteht der Bruch in der Abtrennung eines ungefähr halbkreisförmigen Stückes der Scheibe, welches den unmittelbar erwärmten Teil darstellt (siehe Fig. 5).

Im zweiten Falle zeigt das Bruchsystem folgende Merkmale:

a) Es geht nicht von dem erwärmten Punkte aus, sondern von dem nächstgelegenen Randpunkte (siehe die Fig. 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24).

b) Es besteht in einer kurzen geradlinigen Strecke, die von einem Punkte des Randes ausgeht und sich durch Spaltung in ein Bündel weiterer, ebenfalls geradlinig verlaufender, Linien teilt. Diese Linien divergieren untereinander (die äußersten von ihnen bilden einen selten mehr als 45^0 betragenden Winkel) und enden, kurz ehe sie das erwärmte Stück erreichen, mit Ausnahme einer mittleren (oder höchstens zweier), die durch dieses erwärmte Stück hindurchgeht, sich dann in dem kalten Gebiete auf der anderen Seite verzweigt und endet, ehe sie den Rand berührt, der dem gegenüberliegt, der den Ausgangspunkt des Bruchsystems enthält.

c) Die Kompliziertheit der Bruchfigur nimmt mit wachsender Entfernung des erwärmten Punktes vom nächsten Rande zu, jedoch nicht proportional mit dieser. Das Bündel oder Büschel der Linienstücke, die von der vom Rande ausgehenden ursprünglichen Bruchlinie abzweigen, kann daher eine größere oder geringere Anzahl gerader Strecken enthalten. Ebenso kann auch die Entwicklung des Bruchsystems jenseits des erwärmten Punktes fehlen (siehe insbesondere Fig. 12).

3. Bei gekrümmten Scheiben ist es gleichgültig, ob die Wärme an der konkaven oder an der konvexen Oberfläche angreift, im Gegensatz zu den früheren Darlegungen, betreffend den Bruch durch mechanische Ursachen. Der Umstand jedoch, daß die Scheibe gekrümmt ist, beeinflußt das Bruchsystem; dieses zeigt sich von dem an ebenen Scheiben erhaltenen verschieden und unterscheidet sich auch, je nachdem, ob die Scheibe zylindrisch oder sphärisch ist (siehe Fig. 13).

4. Die Scheiben mit zylindrischer Krümmung zeigen im erwärmten Punkte eine zur Erzeugenden des Zylinders senkrechte Bruchlinie. Diese geradlinige Strecke teilt sich dann außerhalb der erwärmten Stelle nach rechts wie nach links hin in ein Linienbüschel. Es entsteht somit ein Bruchsystem, welches das Aussehen zweier durch eine geradlinige Strecke untereinander verbundener Büschel zeigt (siehe die Fig. 13, 15, 16).

5. Das beschriebene Bruchsystem, das für Scheiben mit zylindrischer Krümmung charakteristisch ist, kann man in folgenden Fällen an ebenen Scheiben erhalten:

a) wenn kein freier Rand vorhanden ist, wie bei den Seitenwänden prismatischer Flaschen;

b) wenn man gleichzeitig mit dem Punkte im Innern den Rand erwärmt (siehe Fig. 17).

6. Die sphärisch gekrümmten Scheiben weisen ein Bruchsystem auf (siehe Fig. 18), das folgendermaßen gekennzeichnet ist:

a) eine kreisförmige Linie sucht eine breite sphärische Kalotte abzutrennen, in deren Mitte die Erwärmungsstelle liegt;

b) vom Erwärmungspunkte gehen zwei (selten eine oder mehr als zwei) einander entgegengesetzt gerichtete radiale Linien aus;

c) der Erwärmungspunkt zeigt das Bestreben, sich selbst von der übrigen Kalotte, zwei kleinen gekrümmten Linien folgend, abzulösen.

7. Wenn man die Erwärmung an mehr als einem Punkte (an zwei oder drei Punkten) bewerkstelligt, so zeigen ebene Scheiben ein organisch in Zusammenhang mit der Anzahl der Erwärmungspunkte zusammengesetztes Bruchsystem (siehe die Fig. 19 bis 23).

8. Wenn man, gleichfalls an ebenen Scheiben, die Erwärmung mittels einer breiten Flamme bewerkstelligt (die indessen nicht bis an den Rand reicht, für welchen Fall sonst das unter 5b Gesagte gelten würde), oder mittels eines Kranzes von kleinen Flammen, so erhält man die Abtrennung des erwärmten Teiles in Gestalt einer Kreisscheibe, die im ersteren Falle unregelmäßig, im letzteren regelmäßig ist. Die Linie, welche diese Kreisscheibe begrenzt, ist mit dem nächstgelegenen Rande verbunden, an welchem eine Bruchfigur entspringt, die mit dem ersten Teile (dem Büschel) der unter 2b beschriebenen identisch ist (siehe die Fig. 23 und 24).

9. Eine starke und plötzliche Abkühlung ebener oder gekrümmter Scheiben, die man dadurch herbeiführt, daß man Gegenstände, die man zuvor kräftig aber gleichförmig erhitzt hat (was keinen Bruch verursacht), in Wasser von Zimmertemperatur eintaucht, eine solche Abkühlung wirkt wie eine auf viele benachbarte Punkte lokalisierte Abkühlung und gibt Anlaß zur Entstehung konstanter Bruchsysteme, die offenbar mit der Art der Abkühlung in Zusammenhang stehen (siehe Fig. 25).

Es wird nun ein zusammenfassender Überblick über die verschiedenen beobachteten

Digitized by Google

Bruchsysteme von Nutzen sein, um ihre gegenseitigen Beziehungen und den Zusammenhang, den sie möglicherweise mit den Bruchsystemen der übrigen Klassen haben können, beurteilen zu können.

Wie ich bereits eingangs gesagt habe, besitzen die durch Störung des thermischen Gleichgewichtes hervorgerufenen Bruchfiguren einige Ähnlichkeit mit den durch Schlag oder Stoß erhaltenen Bruchfiguren, weisen aber gleichzeitig auch bemerkenswerte Verschiedenheiten von diesen auf. Wenn man indessen die Bruchfigur nicht in allen ihren Einzelheiten untersucht, sondern in ihren Grundlinien, dann findet man, daß zwischen den Bruchsystemen der beiden Kategorien eine wirkliche Identität im Typus besteht. Das darf auch nicht wundernehmen, denn die Ursache wirkt bei beiden Brucharten örtlich begrenzt, während die besonderen und zugleich bemerkenswerten Unterschiede in den Einzelheiten mit der Art der Fortpflanzung der Wärme und des Stoßes in den Glasgegenständen zusammenhängen. Eine Verschiedenheit auch im Typus findet sich indessen beim Bruch durch Zerspringen, wenn auch das Gefäß keine Unvollkommenheiten aufweist, durch die der Angriffspunkt der inneren Spannung lokalisiert würde.

Die typische, durch Schlag entstehende Bruchfigur besteht aus einem System von Linien, die von einem Zentrum ausstrahlen. Dieses Zentrum ist der Angriffspunkt des Geschosses. Das System wird von Kreislinien geschnitten, die zu eben diesem Angriffspunkte des aufschlagenden Körpers konzentrisch sind. Dieses Bruchsystem ist somit in bezug auf einen Punkt symmetrisch; es besitzt eine zirkulare Symmetrie. Wie ich indessen bereits in meiner früheren Arbeit dargetan habe, erhält man nicht immer durch Schlag von außen her dieses typische Bruchsystem; vielmehr kann die Symmetrie des Systems in eine lineare übergehen, und zwar infolge der Krümmungsart der Scheibe oder infolge fortgesetzten Druckes des auftreffenden Körpers, der einige Zeitlang über die Oberfläche der Glasscheibe dahingleiten kann.

Der Bruch infolge Störung des thermischen Gleichgewichts ruft an sphärischen Scheiben auch ein Liniensystem mit zirkularer Symmetrie hervor; dieses System besteht aus radialen Linien und aus Kreislinien; die letzteren sind zur Erwärmungsstelle konzentrisch.

Nur ist die Anzahl der radialen Linien klein; es sind fast immer zwei. Das rührt von der Wirkung der Erwärmung im Glase her, denn das Glas verändert mit zunehmender Temperatur allmählich seinen Elastizitätsgrad, sucht plastisch zu werden und widersteht den Bruchursachen. Übrigens habe ich in einigen Fällen bis zu sechs radialen Linien beobachten können. Auch die Kreislinien sind in ihrer Zahl recht beschränkt. Man beobachtet nämlich nur eine gut entwickelte, nämlich die äußerste, die ziemlich weit von der Erwärmungsfläche entfernt auftritt. Eine weitere sieht man sehr häufig angedeutet, indessen nur in Gestalt zweier Locken oder Kommalinien. Sie würde eine Kreislinie sein, welche das Gebiet starker Erwärmung von der übrigen Scheibe lostrennen würde; aber die hohe Temperatur des Glases stört sie in ihrer Entwicklung, und es bleiben nur die erwähnten beiden Locken übrig, die nichts weiter sind als Anfänge der unentwickelten Linie. Seinem Wesen nach ist also hier das Bruchsystem identisch mit dem, das durch Schlag entsteht, wenngleich das Glas unter dem Einflusse der erhöhten Temperatur in der Weise reagiert, daß es eine in ihren Einzelheiten recht abweichende Figur hervorbringt.

Ein besonderer Punkt beim Bruchsystem sphärischer Scheiben verdient noch, beleuchtet zu werden. Auf den ersten Blick kann die Beschreibung, die ich gegeben habe, einem mit derartigen Untersuchungen nicht vertrauten Beobachter nicht richtig erscheinen: Müßte man nicht statt von zwei radialen Linien, von denen die eine die Fortsetzung der anderen bildet, von einer einzigen diametralen Linie sprechen, deren Anfangspunkt erst durch besondere Versuche bestimmt werden müßte?

Zur Beantwortung dieser Frage muß man eine große Reihe von Bruchfiguren vergleichen, und dann wird man sehen, daß in einigen Fällen von der Erwärmungsstelle eine einzige radiale Linie ausgeht, daß die Anzahl der radialen Linien sehr viel seltener mehr als zwei beträgt, und daß schließlich in sehr vielen Fällen das, was man als eine einzige Linie ansehen möchte, an der Erwärmungsstelle einen kleinen Knick aufweist, oder auch daß die eine Hälfte dieser Linie nicht vollkommen mit der anderen Hälfte zusammenhängt, so daß daraus hervorgeht, daß sich der Anfangspunkt genau an der zentralen Erwärmungsstelle befindet, und daß daher die Linie, auch in den Fällen, wo sie wie eine einzige erscheint, in Wirklichkeit eine doppelte ist.

Weit verschiedener wird das Bruchsystem an zylindrischen Scheiben oder deren Äquivalenten (ebene Scheiben mit unfreiem Rande, gleichzeitig an den Rändern und an einer inneren Stelle erwärmte ebene Scheiben); aber die Verschiedenheit ist nicht größer als die durch besondere Arten schleifenden Schlages (Hagel, Peitsche) oder durch Schlag gegen die konvexe Oberfläche zylindrischer Scheiben hervorgebrachte. Die Symmetrie ist keine zirkulare mehr.

Digitized by Google

Das Bruchsystem ist symmetrisch in bezug auf eine Gerade. Aber auch das ist nur scheinbar so; in Wirklichkeit haben wir auch hier eine zirkulare Symmetrie, die sehr verkümmert ist und sich nur auf zwei radiale Linien beschränkt. Auch hier müssen wir nämlich, gerade wie bei den sphärischen Scheiben, die Gerade, welche die beiden Büschel verbindet, nicht als eine einzige ansehen; sie ist vielmehr eine doppelte: Es sind nämlich zwei Abschnitte, aus denen sie sich zusammensetzt, und von denen der eine die Fortsetzung des anderen bildet, wie aus der Durchsicht einer Versuchsreihe hervorgeht. In einigen Fällen fehlt ein Büschel, und der Abschnitt der Geraden, aus dem das vorhandene Büschel entspringt, fängt dann im Mittelpunkte der Erwärmungsstelle an und nicht jenseits von diesem.

Die überwiegende Ursache, welche die scheinbare Veränderung in der Symmetrie des Systems hervorruft, ist auch hier wieder die Temperaturerhöhung. In vielen Fällen entwickeln sich nämlich jenseits der Erwärmungsstelle in der kalten Scheibe die Büschel so stark, daß sie einander sogar beinahe berühren und in dem nicht erwärmten Gebiete ein Liniensystem mit zirkularer Symmetrie entstehen lassen, dessen Entwicklung im Erwärmungsgebiete nicht möglich gewesen ist.

Die größte — indessen immer nur scheinbare — Ausnahme von der zirkularen Symmetrie finden wir in dem Bruchsystem, das durch Erwärmung einer inneren Stelle ebener Scheiben mit freiem Rande entsteht. Das Bruchsystem zeigt in diesem Falle den charakteristischen Pfeil, der keine andere Symmetrie besitzt als die lineare, ohne jedoch ein Symmetriezentrum zu haben, wie man solches doch an der Bruchfigur der zylindrischen Scheiben beobachten konnte.

Es liegt aber auf der Hand, daß wir hier den analogen Fall haben wie beim Bruch infolge mechanischer Ursachen, wo der Angriffspunkt des auftreffenden Körpers am Rande liegt, also wie in dem gewöhnlichsten Falle des üblichen Bruches konischer oder zylindrischer Bechergläser. Auch hier ist das System scheinbar nicht zirkular, einfach deshalb, weil die Scheibe nicht weiter entwickelt ist und der Anfangspunkt am Rande liegt. In Wirklichkeit ist also das Bruchsystem, das durch Erwärmung nicht am Rande gelegener Stellen ebener Scheiben entsteht, zirkular, aber auf einen Sektor beschränkt (Pfeilspitze), weil die Scheibe dort fehlt, wo sich das System entwickeln könnte. Der Symmetriemittelpunkt fällt mit dem Mittelpunkte des Systems zusammen und liegt eben auf dem Rande.

Das durch Erwärmung ebener Scheiben entstehende Bruchsystem zeigt auch den großen Einfluß der Temperaturerhöhung, durch welche die Entstehung der Bruchlinien verhindert wird. Es bildet sich nämlich nur eine Linie (der Schaftkörper des Pfeiles) im Erwärmungsgebiete, während jenseits dieses Gebietes und daher auch weiter vom Anfangspunkte des Systemes entfernt, eine reichliche Entwicklung von Linien erfolgt, wodurch das große Büschel entsteht, das ich mit der Feder des Pfeiles verglichen habe.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Dezember 1909.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Hydrodynamische Experimentaluntersuchungen[1]).

Von Fr. Ahlborn.

(Mit Tafel IV, V, VI.)

M. H.! Da die natürlichen Flüssigkeiten, Wasser und Luft, in wesentlichen physikalischen Eigenschaften verschieden sind von dem hypothetischen vollkommenen Medium der hydrodynamischen Theorie, so zeigen auch die Bewegungserscheinungen, die darin durch irgendwelche feste Körper hervorgerufen werden, erhebliche Abweichungen von den aus der Theorie abzuleitenden und durch Stromlinien darzustellenden Vorgängen. Die Unterschiede im Stromverlauf treten besonders an der Rückseite und an den Flanken der festen Hindernisse auf, während an der Vorderseite und in einem gewissen seitlichen Abstande die Strömungen dem Ideal der Theorie nahezu entsprechen. Die Entwicklung einer rationellen Theorie des Flüssigkeitswiderstandes, die Erklärung mancher scheinbar paradoxen Phänomene und die Beantwortung zahlreicher praktischen Widerstandsfragen ist nur möglich auf Grund genauer Kenntnis der realen, natürlichen Vorgänge. — Die methodischen Versuche von L. Mach, Wellner und Marey, die Luftströmungen durch Schlieren und Rauchfäden sichtbar zu machen, geben leider über die wichtigen Vorgänge an der Rückseite der Hindernisse keinen Aufschluß, da hier die Schlieren und Fäden durch die stattfindende Wirbelung zerstört werden. — Für die Untersuchung der Strömungen,

1) Referat über einen am 11. Dezember 1909 in der Physikalischen Gesellschaft zu Göttingen gehaltenen Vortrag.

Digitized by Google

die ein eingetauchter, mit bestimmter Geschwindigkeit durch ruhendes Wasser geführter fester Körper im Niveau hervorruft, empfiehlt sich die Bestreuung des Wassers mit Bärlappmehl. Die Vorgänge im Innern des Wassers werden durch präparierte Sägespäne sichtbar gemacht, die nahezu das spez. Gewicht des Wassers haben. Durch Anwendung geeigneter Mengen und Arten von *Mg*-Blitzlicht lassen sich die Erscheinungen in Form von Stromlinien, Kraftlinien und Schwingungslinien (= Bahnen der Teilchen, relative Stromlinien) photographisch zur Darstellung bringen, je nachdem die Kamera mit dem festen Hindernis fortschreitet oder am festen Orte steht. Die Schwingungslinien erfordern Dauerlicht für die Zeit des Vorüberganges des festen Körpers (bzw. Welle) im Gesichtsfeld der festen Kamera. Die Aufnahmen erfolgen teils von oben, teils von der Seite, teils von unten her an einem 8 m langen, mit Spiegelglasfenstern versehenen Wasserbehälter von 1 m Breite. Ein darüberhin fahrender Wagen trägt die Halter für die Versuchsmodelle, die Kamera, elektrische Antriebsvorrichtungen, automatische Registrierungen, Zündungen, Auslösungen usw., so daß nach Einschaltung des Kraftstromes jeder Versuch sich selbsttätig abspielt. Die erzielten Einzelaufnahmen, Stereoskopen und kinematographischen Serien können somit den Anspruch natürlicher Dokumente erheben.

Die Ergebnisse sind teils in den Abhandl. d. Naturw. Ver. Hamburg, Bd. 18, 1902, teils im Jahrb. d. Schiffbautechn. Gesellsch. 1904, 1905 und 1909 niedergelegt. Kurze Referate über Teile der Untersuchungen wurden auch im 3. und 6. Jahrgang dieser Zeitschrift gegeben. Den Ausgangspunkt für das Studium der dynamischen Vorgänge an Aeroplanen, Segeln, Schiffsrudern u. dgl. bildet naturgemäß die Untersuchung der Strömungen an ebenen, plattenförmigen Körpern, die senkrecht oder schräg vom Strome getroffen werden (Fig. 1[1])). An solchen Platten teilt sich die Flüssigkeit, bevor sie das Hindernis erreicht, in nahezu gleiche, symmetrische Hälften. Aber die axiale Stromteilungslinie trifft nur bei normaler Querstellung auf die Mitte der Platten. Mit kleiner werdendem Neigungswinkel wendet sie sich in einem parabelähnlichen Bogen mehr und mehr gegen den voraufgehenden Plattenrand (Fig. 2) und der an der Platte liegende Stromteilungspunkt wandert dabei gesetzmäßig von der Plattenmitte aus nach einer Kardioidenkurve, die zwischen den beiden durch Lord Rayleigh und Prof. Lamb auf theoretischem Wege ermittelten Kurven liegt. Das sogenannte „tote Wasser" an der Rückseite ist nicht tot, sondern in um so lebhafterer Bewegung, je kleiner die Platten und je größer die Fahrgeschwindigkeit ist. Es hat die Form eines der Platte als körperliches Supplement folgenden Wirbelringes, der kontinuierlich mit den Seitenströmen zusammenhängt ohne trennende Diskontinuitätsfläche. Der Wirbel entsteht durch fortschreitende Einwicklung des zu Beginn der Bewegung hinter den Plattenrändern auftretenden Druckminimums, das dadurch von der Platte nach hinten verdrängt wird und die Achse des Wirbels bildet. Der durch den Innenraum des Ringes nach vorn gerichtete Strom, der „Nachlauf", trifft gegen die Rückseite der Platte und teilt sich, seitwärts ausweichend, in einem Punkte, der sich mit zunehmender Neigung in derselben gesetzmäßigen Weise gegen den hinteren Rand der Platte verschiebt, wie der Stromteilungspunkt an der Vorderseite gegen den Vorderrand. Die Lage der Teilungspunkte ist somit dieselbe wie bei der wirbelfreien, kontinuierlichen Stromlinienbewegung der Theorie, doch ist die Lage des hinteren Teilungspunktes erheblichen Schwankungen unterworfen.

Der auf die Platte treffende „Nachlauf" ruft daselbst eine sehr charakteristische Druckerhöhung hervor, deren Maximum im Stromteilungspunkte liegt. Da diese Drucksteigerung an der Rückseite der Platte liegt und somit nach vorn wirkt, so hat sie bei schräger Drachenstellung der Platten eine mit abnehmendem Neigungswinkel wachsende Entlastung des unteren Plattenareals zur Folge. Die den Widerstand bedingenden Druckdifferenzen an beiden Seiten der Platte werden dadurch an der oberen Plattenhälfte größer als an der unteren, und der Angriffspunkt der Widerstandsresultante verschiebt sich daher von der Plattenmitte mehr und mehr gegen den voraufgehenden oberen Plattenrand. Diese Verschiebung des „Widerstandspunktes" ist zuerst durch Avanzini (1801) bekannt geworden (Avanzinische Regel). Später haben Joessel, Kummer und Langley durch weitergehende Versuche die Tatsache bestätigt. Avanzini und seine Nachfolger benutzten rechteckige Platten, die um eine verschiebbare Achse balancierten. Geht die Achse durch den Flächenmittelpunkt, so stellt sich die Platte quer zum Strome ein; wird aber die Achse mehr oder weniger gegen den einen Plattenrand verschoben, so findet die Platte ihre Gleichgewichtslage in schräger Stellung. Für den zu beobachtenden Neigungswinkel ist daher der Widerstand auf beiden Seiten von der Achse gleich groß und die Resultante des Widerstandes geht somit durch die Achse. Durch systematische Verschiebungen der Achse lassen

1) Die Figuren befinden sich auf Tafel IV, V, VI.

Digitized by Google

sich die zugehörigen Neigungswinkel experimentell ermitteln, sodaß man später für jeden Neigungswinkel auch umgekehrt die Lage der Gleichgewichtsachse, d. h. den „Widerstandspunkt" angeben kann. Die Kenntnis dieser Verhältnisse ist von praktischer Bedeutung für die Konstruktion von Steuerorganen für Wasser- und Luftfahrzeuge (Balanceruder usw.), ferner für die Ermittlung des Druckmittelpunktes von Segeln, den Bau von Drachen und anderen passiven Flugapparaten, die mit Neigungswinkeln von 20° und darüber gegen die Strom- oder Bewegungsrichtung stehen. Bei Aeroplanflächen, die mit Neigungswinkeln von 10° und weniger arbeiten, läßt sich die Form experimentell derart den Stromlinien anpassen, daß eine wirbelfreie Strömung stattfindet und der Widerstandspunkt mit der Flächenmitte zusammenfällt.

Einen klaren Einblick in die eigenartige Druckverteilung erhält man durch die Selbstabbildungen der Staulinien des dynamischen Niveaus an eingetauchten Platten. Den Charakter der Stauerscheinungen an einer rechtwinklig vom Strome getroffenen und an einer schräg stehenden Platte veranschaulicht die Fig. 3. Die vordere positive Staukurve erhebt sich über das statische Nullniveau. Ihr Maximum liegt auf dem Stromteilungspunkte und hat, dem Toricellischen Satz entsprechend, stets die Druckhöhe $h = \frac{v^2}{2g}$, sofern nur keine Überströmung über den oberen Plattenrand eintritt. An der Rückseite der Platten liegt die negative Staulinie stets unterhalb der statischen Nullinie, und ihre auf diese bezogenen Ordinaten geben ein Bild von der Verteilung und Größe des Minderdruckes oder der Saugung, des „Sogs". Das zwischen beiden Staukurven liegende Flächenstück ist das Integral des im Wasserspiegel herrschenden Widerstandsdruckes und kann für lange Platten annähernd als allgemeines Druckprofil genommen werden.

Durch Anwendung von Glasplatten ist es bei geeigneter Beleuchtung gelungen, die Vorgänge im Innern des Stauhügels, von hinten her durch die Platten gesehen, in stereoskopischen Aufnahmen festzulegen (Fig. 4) und durch allmählich gesteigerte Fahrgeschwindigkeit eine Art Entwicklungsgeschichte der Turbulenz zu gewinnen, d. h. der Vorgänge, durch welche das Niveau des Stauhügels von emporquellenden Wasserschichten durchbrochen wird. Es bildet sich dabei, am Gipfel des Hügels beginnend, eine Reihe stufenartig voreinander liegender Wirbelrollen, deren Rotation seitwärts in eine immer schlanker werdende spiralige, pflügende Wälzung übergeht.

Sehr bedeutsam sind die Veränderungen, welche der Wirbelring an der Rückseite schräger Platten erfährt, wenn der Neigungswinkel nach und nach verkleinert wird. Von 90° bis 45° ist es eine gleichmäßig fortschreitende Unsymmetrie derart, daß der dem vorangehenden — in der Drachenstellung oberen — Rande der Platte benachbarte „Oberrandbogen" des Wirbelringes auf Kosten des unteren Ringbogens vergrößert wird, wobei der hintere Stromteilungspunkt des Nachlaufes in der angegebenen Weise regelmäßig gegen den Unterrand vorrückt. Zwischen 45° und 35° tritt nun eine fundamentale Änderung der rückwärtigen Strömungen dadurch ein, daß der Wirbelring in der Nähe der hinteren Plattenecken durch den Seitenstrom zerrissen wird. Die freien Enden des oberen Wirbelbogens entwickeln sich in Verbindung mit dem hereinschwenkenden Seitenstrome zu lang nachschleppenden, zopfartigen Strudeln, durch welche im Moment des Zerreißens ein großer Teil des in dem Bogen kreisenden Wassers ausgesogen wird, so daß der Wirbel schnell zusammensinkt. Dies sehr auffällige Phänomen tritt bei etwa 38° ein und es war zu erwarten, daß damit eine plötzliche Steigerung des Widerstandes verbunden ist. Tatsächlich zeigt die Dinessche Kurve des Luftwiderstandes bei 38° eine mächtige, momentane Vergrößerung des Widerstandes, die selbst über den bei 90° gemessenen Betrag der Widerstandsgröße hinausgeht. Der bis dahin völlig rätselhafte Charakter der Widerstandskurve, der durch Dines nach verschiedenen Methoden einwandfrei festgestellt wurde, findet somit durch die Strömungsanalyse seine volle Erklärung. — Die Rudimente des unteren Wirbelbogens lassen sich noch bis ca. 25° Neigung nachweisen. Von da ab ist bis 20° nur noch der diademartige Vorderrandbogen des Wirbels mit den beiden nachschleppenden Zöpfen vorhanden. Zwischen 20° und 10° Neigung vollzieht sich eine zweite tiefgreifende Änderung des Stromsystems, indem an der Plattenmitte eine wirbelfreie homogene Stromlinienbewegung einsetzt, die bald den Wirbelbogen in der Symmetrieebene durchbricht, und gegen die Seitenränder fortschreitend, allmählich von der Rückseite der Platte seitwärts verdrängt. Es bleiben dann nur noch die von den Seitenströmen umwickelten zopfartigen Spiralwirbel übrig, deren Spuren noch bei den kleinsten Neigungswinkeln zu erkennen sind. Durch sorgfältige Messungen bleibt festzustellen, ob die zweite Änderung des Stromsystems von einer ähnlichen Abweichung der Widerstandskurve begleitet ist, als die erste bei 38°.

Die Erscheinungen der Flächenreibung des Wassers wurden an langen und dünnen,

Digitized by Google

unter Null Grad Neigung in die Strömung eingestellten Platten untersucht. Die Flächen wurden hierfür teils durch Lackieren geglättet, teils durch aufgeklebten Sand verschiedener Korngröße, sowie durch den natürlichen Anwuchs von Seepocken (Balanus) rauh gemacht, der im Dock, von der Haut eines großen Seglers nach $1^1/_2$jähriger Tropenfahrt gewonnen war (Fig. 5 u. 6). — Infolge der Klebrigkeit des Wassers haftet an der Oberfläche der Platten eine Flüssigkeitsschicht, die bei der Bewegung mit nach außen abnehmender Geschwindigkeit mitgerissen wird und deren Dicke von dem Grade der Rauhigkeit abhängt. An der Grenze zwischen diesem Strome und dem benachbarten, relativ ruhigen Wasser entsteht nun eine zusammenhängende Kette von Wirbeln, deren Achsen parallel zur Oberfläche der Platte und senkrecht zur Fahrtrichtung stehen. Diese Wirbel sind somit wie Friktionsrollen zwischen den bewegten festen Oberflächen und dem umgebenden ruhenden Wasser eingeschaltet. Ihre Rotationsgeschwindigkeit ist am größten in der sie innen begrenzenden Wasserhaut der Platte. Die Dicke der Wirbelschicht nimmt von vorn nach hinten innerhalb gewisser Grenzen zu. Nach dem Vorübergang der Platten bleiben die Wirbel im Kielwasser zurück, bis nach einiger Zeit ihre von der Platte bezogene Energie aufgerieben ist. Die vorgeführten Strömungsphotogramme geben eine gute Vorstellung von der Art und Größe des Kraftverlustes, den ein bewachsenes Seeschiff auf seiner Fahrt erleidet.

Die Technik hat in vielen Fällen ein großes Interesse, die Körper, die durch Wasser oder Luft fortbewegt werden sollen, so zu gestalten, daß sie ein Minimum des Widerstandes erfahren. Dies gilt besonders für Schiffe und Luftschiffe. Die Schiffsschrauben und sonstige Antriebsmittel und ebenso die Tragflächen der Flugmaschinen und Drachen sollen zwar bei ihrer fortschreitenden Bewegung einen minimalen Hemmungswiderstand erfahren, aber zugleich einen maximalen nützlichen Schub bzw. hebenden Widerstand in den Medien hervorrufen. Alle diese Fragen lassen sich an Modellen durch die photographische Analyse der Strömungen und Klarlegung des speziellen Widerstandsmechanismus erfolgreich behandeln, denn sobald man ein klares stereoskopisches Bild von den innerhalb des Kraftfeldes stattfindenden Vorgängen vor Augen hat, läßt sich leicht erkennen, wieweit die vorliegenden Strömungen die beabsichtigte nützliche Reaktion hervorrufen und an welchen Stellen des Modells Strömungen auftreten, die der gewollten Wirkung nicht entsprechen, also schädlich sind.

So erkennt man leicht, daß eine ebene Widerstandsfläche für die Verwendung an Drachen, Segeln und Flugflächen nicht rationell ist, da sie keine „Stromlinienfläche" ist, die sich in zweckmäßiger Weise dem von ihr hervorgerufenen Stromsystem anpaßt. Die ebene Fläche hat an allen Rändern unnötig harte Übergangsströmungen und hohe Druckbelastung, ohne daß an ihr alle verfügbaren Kräfte für den beabsichtigten Zweck ausgenutzt werden. Ein nicht unerheblicher Teil des Kraftfeldes ragt nach hinten über den Bereich der Platte hinaus und verzehrt sich nutzlos in unnötigen Bewegungen des Mediums.

Mit Hilfe der Strömungsanalyse ist es gelungen, Aeroplane so zu formen, daß sich der ganze Widerstandsprozeß in engster Berührung mit der Tragfläche abspielt. Der Widerstandsdruck ist dabei am vorderen und am hinteren Flächenrande gleich Null und hat sein Maximum in der Flächenmitte. Die Fläche hat zugleich den sehr wichtigen Vorzug der automatischen Stabilität, da jedes am Vorderrande auftretende herabdrückende Kippmoment sofort ein entgegengesetzt drehendes Kräftepaar am Hinterrande erzeugt, das die Fläche in die normale Gleichgewichtslage zurückschwingen läßt.

Die Untersuchung der Strömungen an Systemen benachbarter Platten führte zur Feststellung beträchtlicher gegenseitiger Beeinflussung sowohl im Stromverlauf wie in den Widerstandskräften. Die auftretenden Interferenzen wurden an einigen Beispielen durch Lichtbilder illustriert und näher erklärt. Ein Strömungsbild dieser Art ist in Fig. 2 auf Seite 122 des 3. Jahrganges dieser Zeitschrift wiedergegeben.

Eine weitere Reihe von Photogrammen zeigte die Strömungen an elliptischen Zylindern verschiedener Form und Stellung und leitete über zu den Schiffsströmungen, die in Form von Stromlinien und Kraftlinien (Fig. 7) vorgeführt wurden. Von besonderem Interesse waren dabei die Vorgänge am Heck verschieden gestalteter Blockmodelle und namentlich die Änderungen, die im Kraftliniensystem durch eine geringe Tiefe des Fahrwassers oder beim Übergang vom tiefen in flaches Wasser hervorgerufen werden.

Auch die Strömungen an Luftschiffen bin ich in der Lage, Ihnen in allen drei Darstellungsformen im Lichtbilde vorzuführen (Fig. 8—11). Die Aufnahmen bringen den direkten Beweis, daß es bei der Formgebung des Lenkballons besonders auf hinreichend schlanke Ausgestaltung des Hinterteils ankommt, da an stumpferen Hecks Saugungen auftreten, die sich in Wirbeln und Nachlaufbildungen äußern und zu unnötigen Kraftverlusten führen.

Für die Theorie und Konstruktion der

Digitized by Google

Schiffsschraube ist es von großer, entscheidender Bedeutung, zu wissen, welcher Art die Vorgänge sind, die durch die Rotation dieses besten aller Antriebsmittel innerhalb des Mediums hervorgerufen werden. Da die komplizierten Bewegungen nicht mit dem Auge zu verfolgen sind, so ist es erklärlich, daß selbst in Fachkreisen die Ansichten über die Wirkungsweise der Schraube voller Widersprüche und Irrtümer sind und daß auch die Annahmen, welche den verschiedenen theoretischen Entwicklungen und zahlreichen speziellen Konstruktionen zugrunde gelegt wurden, oft in den wichtigsten Punkten im Widerspruch stehen zu den wirklichen natürlichen Vorgängen. Durch eine große Zahl stereoskopischer Aufnahmen von verschiedenen Standpunkten ist es mir gelungen, die Entwicklungsgeschichte der Vorgänge an der arbeitenden Schiffsschraube klar zu legen, vom ersten Moment ihrer Drehung bis zur vollen Entwicklung des Schraubenstrahles. Nur im Anfang der Bewegung üben die Schraubenflügel einen positiven Druck auf das hinter ihnen befindliche Wasser. Das führt zur Bildung eines mächtigen spiraligen Ringwirbels (Fig. 12), der sich schnell von dem Umfang der Schraube nach hinten entfernt und das freie trompetenförmig ausgehöhlte Ende des herausschießenden Schraubenstrahles krönt. Nachher vollzieht sich das Einströmen und der Durchfluß des Wassers ohne jede sichtbare Druckwirkung allein unter dem Einfluß der Saugung. Die Druckminima, die nun allein den ganzen Schraubenprozeß beherrschen, liegen dicht hinter den einschneidenden Flügelrändern und gehen kontinuierlich in die Spitzenwirbel über, die bei hohem Slip, sehr deutlich sichtbar als spiralige Bänder, den Strahl umgürten. Das Wasser fließt nahezu senkrecht zur Druckfläche der Flügel durch die Schraube. Bei großem Slipverhältnis ist die saugende Wirkung der Druckminima so stark, daß das hereinkommende Wasser von der Mitte des Zwischenraumes zweier Flügel ab scharf gegen die Rückseite des nachfolgenden Flügels abgelenkt wird. Eine Reihe von Lichtbildern nach Einzelaufnahmen möge zur Veranschaulichung einiger der mitgeteilten Vorgänge dienen.

Um ein Gesamtbild der Schraubenwirkung zu erhalten, habe ich einige kinematographische Aufnahmen von arbeitenden Schraubenmodellen hergestellt, die bei der Reproduktion einen vortrefflichen, klaren und übersichtlichen Eindruck von den Bewegungen geben, die von der rotierenden Schraube im Wasser hervorgerufen werden. Sie sehen, m. H., auf dem Schirm zu Beginn der Schraubendrehung die Entwicklung des Wirbelringes am Umfang der Schraube und wie er sich als Kopf des schnell hervorwachsenden zylindrischen Schraubenstrahles von der Schraube entfernt. Auf der Vorderseite sehen wir das Wasser unter dem Einfluß des Schraubensogs auf radialen Bahnen der Schraube zuströmen und erkennen wohl auch, wie die Saugung außen um die Flügelspitzen herum nach hinten hinübergreift.

Ich habe den Film mit einigen anderen kinematographischen Aufnahmen verbunden. Die eine gibt in gleich schöner Weise die Niveauströmungen an einer eingetauchten Querplatte, eine andere zeigt die Entwicklung der Schiffswellen mit zunehmender Geschwindigkeit und eine dritte die Reibungserscheinungen an einer in der Stromrichtung stehenden Planke. Von diesen Aufnahmen wird Sie die erste besonders interessieren, da sie die Entstehung, das Wachstum und Entweichen der Wirbelringe aus dem Kraftfelde vor Augen führt und am Schluß der fortschreitenden Bewegung der Platte — im Bilde beim Aufhören des allgemeinen Stromes — die eigenartige Entladung der in dem letzten Wirbel aufgespeicherten Energie in Form eines Gegenstromes zur Darstellung bringt. [Die kinematographischen Vorführungen konnten am Schluß des Vortrags mit Hilfe des von Herrn Prof. Prandtl aus dem Institut für angewandte Mechanik gütigst zur Verfügung gestellten Reproduktionsapparat auf allseitigen Wunsch leicht wiederholt werden.]

Zum Schluß, m. H., möchte ich Ihnen auf dem Schirm ein Bild der Wasserbewegung vorführen, das gerade hier, in meiner Göttinger Heimat, an der Wirkungsstätte Wilhelm Webers, ein ganz besonderes historisches Interesse hat. Sie wissen, m. H., daß Wilhelm Weber in Verbindung mit seinem Bruder Ernst Heinrich der erste gewesen ist, der mechanische Vorgänge im Innern des Wassers zum Gegenstande einer erfolgreichen klassischen Forschung gemacht hat. An dem einen Ende einer mit Glaswänden versehenen Wasserrinne erzeugten die Brüder fortlaufende Wellen, und es gelang ihnen, durch eingestreute Bernsteinstückchen die schwingenden Bewegungen der Wasserteilchen sichtbar zu machen und so die experimentellen Grundlagen für unsere heutige Kenntnis der Wellenvorgänge zu schaffen. — Meine Bemühungen, diese Vorgänge in photographischen Dokumenten festzulegen, sind nicht vergeblich gewesen. In pietätvoller Erinnerung an Wilhelm Weber gereicht es mir zur großen Freude, Ihnen an einem mit den neuen Hilfsmitteln erzielten Bilde zeigen zu können, wie trefflich und sorgfältig die Beobachtungen der Gebrüder gewesen sind. Sie sehen im Lichtbilde jene Schwingungen im Verlauf einer halben Wellenlänge (Zeitaufnahme). Hier, am Niveau, treten die schönen Linien der kreisähnlichen Bahnen

Digitized by Google

hervor, und je mehr man nach der Tiefe fortschreitet, desto mehr flachen sich die Ellipsen ab und desto kleiner werden ihre Durchmesser. Endlich erkennen Sie die Phasenunterschiede in der Wellenrichtung, da in dem einen Teile des Gesichtsfeldes mehr die seitlichen Hälften der Ellipsen, in dem anderen mehr die unteren ausgezeichnet sind und zwischen den Extremen alle Übergänge verfolgt werden können.

In einer anderen Aufnahme habe ich durch *Mg*-Blitzlicht von 1 : 10 bis 1 : 15 Sekunde Brenndauer die Bewegungen innerhalb eines kurzen Zeitmoments zur Darstellung gebracht. Dabei tritt, wie das Lichtbild zeigt, das System der Kraftlinien einer Welle klar hervor, das auch in dem vorhergehenden Bilde infolge eigenartiger Belichtung bereits deutlich zu erkennen war.

Damit, m. H., glaube ich, Ihnen einen kurzen Überblick über die Art und die wichtigsten Ergebnisse meiner zum Teil recht mühevollen und langwierigen Experimentaluntersuchungen auf dem Gebiete der Flüssigkeitsbewegungen gegeben zu haben. —

Überaus zahlreich sind die weiteren Fragen, die sich auf Schritt und Tritt während der Arbeit ergaben und deren Bedeutung größtenteils auf technischem Gebiete liegt. Dazu gehört vor allem das System der Schiffsströmungen, besonders soweit dasselbe mit Wirbelbildungen verbunden ist; das Steuerproblem, die Wirkung der Schiffsanhänge, wie Schlingerkiele und Wellenhosen, die tetraedrischen Bootsformen, die Gleitboote, die Rückwirkung des Schraubensogs auf das Schiffsheck, die Schaufelräder, Holländer u. dgl., die Vorgänge an Segeln und Segelsystemen, an ein- und mehrflächigen Aeroplanen u. a. m. Alle diese Fragen erfordern eine weitergehende und sehr gründliche experimentelle Bearbeitung. Dazu müssen die bisherigen Methoden, die in erster Linie auf die qualitative Klarlegung der Vorgänge gerichtet waren, nach der quantitativen Seite fortentwickelt werden. Es sind gleichzeitig sorgfältige Messungen der auftretenden Kräfte vorzunehmen, so daß wir nicht nur in der Lage sind, den Einfluß einer Formänderung der festen Körper auf den Gang der Strömungen festzustellen, sondern auch anzugeben, welche Variation im System der Kräfte damit verbunden ist.

Die Einrichtungen meines Laboratoriums, dessen Fortexistenz noch dazu jetzt aus Mangel an Mitteln sehr ernstlich in Frage gestellt ist, sind bei weitem nicht ausreichend für die Ausführung der notwendigen quantitativen Arbeiten. Meine Versuchsrinne ist für messende Versuche leider zu kurz, da die empfindlichen Meßinstrumente auf der geringen Fahrstrecke den Gleichgewichtszustand nicht erreichen können.

M. H.! Unsere Zeit, die mit allen Mitteln die weitere Beschleunigung des internationalen ozeanischen Verkehrs anstrebt, die das Problem der Fortbewegung durch die Luft wie durch die Tiefen des Wassers mit so großer Energie und so vielversprechendem Erfolge in Angriff genommen hat, drängt mehr denn je nach einer gründlichen Aufhellung der zahlreichen, damit auf das engste verbundenen hydrodynamischen und aerodynamischen Fragen und erwartet von der Wissenschaft eine rationelle und praktisch zuverlässige Theorie des Widerstandes der natürlichen Medien, Wasser und Luft. Zu diesem Ziele ist die Schaffung eines mit allen erforderlichen Hilfsmitteln ausgerüsteten großen Laboratoriums eine unbedingte und nicht länger aufzuschiebende Vorbedingung. Für diese meine tiefe Überzeugung hoffe ich Ihnen durch meine heutigen Ausführungen hinreichende Beweise gegeben zu haben. Es würde mich freuen, wenn die Physikalische Gesellschaft in Göttingen den einleitenden Schritten, welche ich zur Begründung eines solchen Instituts in Hamburg getan habe, ihre moralische Unterstützung nicht versagen wollte.

(Eingegangen 14. Februar 1910.)

BESPRECHUNGEN.

Wilh. Foerster, Über Zeitmessung und Zeitregelung. (Wissen und Können, Sammlung von Einzelschriften aus reiner und angewandter Wissenschaft, herausgegeben von B. Weinstein. Band 9.) kl. 8. 114 S. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1909. M. 3.—

Nach einer kurzen, philosophische Betrachtungen über Zeit und Maß enthaltenden Einleitung gibt der Verf. in den Kapiteln II—IV eine Übersicht über die historische Entstehung und die Bedeutung der chronologischen Maßeinheiten im weitesten Sinne, wobei auch die eventuelle Ersetzung des Duodezimalsystems durch ein Dezimalsystem in der Tageseinteilung besprochen und die Geschichte der Chronometrie kurz gestreift wird. In den Kapiteln V und VI wird sehr ausführlich auf die Störungsursachen eingegangen, denen unsere Pendeluhren und Chronometer ausgesetzt sind, auch z. B. auf die seismischen und erdmagnetischen Beeinflussungen der Pendelschwingungen. Bei der Besprechung der Versuche, Isochronismus der Pendelschwingungen bei veränderlicher Amplitude zu erzielen, vermißt Ref. den Hinweis auf die erfolgreichen Versuche von Laugier und Winnerl, durch Wahl einer passenden Aufhängefeder praktisch ausreichenden Isochronismus innerhalb gewisser Grenzen zu erreichen, wovon z. B. Kessels mit bestem Erfolge Gebrauch gemacht

Digitized by Google

hat. Sehr ausführlich werden in Kapitel VII die öffentlichen Zeitdiensteinrichtungen besprochen, wobei Verf. als intellektueller Begründer der Berliner Gesellschaft Normalzeit freilich auf Seite 95 ein wohl nicht ganz unparteiisches Urteil über elektromagnetische Zifferblattsysteme von großer Ausdehnung fällt. Im Schlußkapitel gibt Verf. interessante Ausblicke auf künftige Erweiterungen und Vervollkommnungen der Zeitausteilung mit Hinzuziehung der drahtlosen Telegraphie, auf die von einer weiteren Steigerung der Genauigkeit der Zeitmessung zu erwartenden Aufschlüsse über die Konstanz der Erdrotation, der Intensität der Schwerkraft usw.

Den Herausgeber oder den Verleger möchte Ref. noch darauf aufmerksam machen, daß in den Formeln (z. B. S. 67 unten) das kleine lateinische *l* gar zu leicht als 1 gelesen werden könnte. B. Wanach.

Koppe-Husmanns Lehrbuch der Physik mit Einschluß der Chemie und mathematischen Geographie. 33. Auflage des ursprünglichen Werkes. Ausgabe B in zwei Lehrgängen. I. Teil: Lehrgang für die Unterstufe der höheren Lehranstalten. 10. Auflage. gr. 8. VIII u. 266 S. mit 238 Holzschnitten im Text und 1 farbigen Sternkarte. Essen, G. D. Baedeker. 1909. Gebunden M. 2.20

Koppe-Husmanns Lehrbuch der Physik mit Einschluß der Chemie und mathematischen Geographie. (28. Auflage des ursprünglichen Werkes.) Ausgabe B in zwei Lehrgängen. II. Teil: Lehrgang für die Oberstufe. (Größere Ausgabe.) 7. Auflage v. K. Knops. gr. 8. VIII u. 440 S. mit 354 Holzschnitten im Text, 1 mehrfarbigen Tafel der Spektren verschiedener Elemente und Himmelskörper und 1 farbigen Sternkarte. Essen, G. D. Baedeker. 1909. M. 5.20

Der I. Band des wohlbekannten Lehrbuches der Physik ist, abgesehen von einer Reihe von Verbesserungen in bezug auf den Ausdruck und die Ausmerzung von überflüssigen Fremdwörtern, ein unveränderter Abdruck der 9. Auflage.

Im II. Band sind von K. Knops eine große Reihe von Veränderungen vorgenommen und 28 neue Figuren eingeführt worden. So wurden z. B. in der Elektrizitätslehre die Abschnitte über Induktion und Kraftlinien umgearbeitet, desgleichen in der Optik die Kapitel über Polarisation und doppelte Brechung. In der Wärmelehre wurden die Wärmekraftmaschinen in einem besonderen Kapitel zusammengefaßt und durch Hinzufügung des Gasmotors vervollständigt. In der hier vorliegenden Neuauflage würde Referent nur wenig auszusetzen haben; durchaus reformbedürftig erscheint ihm allerdings das Kapitel „Radioaktive Substanzen", das verschiedene sachliche Unrichtigkeiten enthält.

R. Lucas.

L. Tesar, Die Mechanik. Eine Einführung mit einem metaphysischen Nachwort. 220 Seiten mit 111 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 3.20, gebunden M. 4.—

Das vorliegende Buch bietet nach mancher Richtung Neues und Interessantes, — eine Einführung, die aber nicht für Anfänger, sondern für reifere Schüler, die jüngeren Semester der Hochschule und nicht zum mindesten für die Fachkollegen des Verfassers gedacht ist. Es werden nur einfache, dem Verständnis leicht zugängliche Probleme behandelt und zwar in einer außerordentlich klaren und erschöpfenden Weise. Durch fortwährende Anlehnung an wirkliche Verhältnisse wird einer Ermüdung des Lesers vorgebeugt; die mechanischen Sätze werden ausgiebig an wirklichen Vorgängen erläutert, wie sie sich in der Bestimmung von Geschoßgeschwindigkeiten, den Aufgaben über Balkenbiegung, Fachwerke und einfache Maschinen bieten. Die Prinzipien der Erhaltung und Zerstreuung der Energie werden eingehend besprochen und gewürdigt. Besondere Abschnitte sind der schwingenden Bewegung und der Relativbewegung gewidmet, in welch letzterem das Foucaultsche Pendel, die Verfolgungskurve und die Vorgänge in Kreiselpumpen als Beispiele dienen; auch auf die Kreiselbewegung und die Polschwankungen der Erde geht der Verfasser ein. — Das Buch bietet nicht nur eine bloße Beschreibung der Vorgänge, es wird vielmehr versucht, auch eine Erklärung derselben zu geben, wobei der Verfasser nicht davor zurückschreckt, ins metaphysische Gebiet hinüberzugreifen, doch sind durchweg die physikalischen und metaphysischen Begriffe streng geschieden. Dem metaphysischen Begriff der Kraft stellt der Verfasser den physikalischen der Kraftäußerung, die in Beschleunigung, bzw. Zug oder Druck erscheint, gegenüber. Er unterscheidet die nur den logischen Gesetzen unterstellte Bewegungslehre (Phoronomie) von der eigentlichen Mechanik, in der „das Reale, das Wirkliche" hinzutritt. In der Ansicht über das Wesen dieses „Wirklichen" bekämpft er im Nachwort die energetische Auffassungsweise Ostwalds und die erkenntnistheoretische Machs und schließt sich den Ideen Eduard v. Hartmanns an, den er „den tiefsten Denker der Deutschen in den letzten Jahrzehnten" nennt. Zitate aus Hartmanns Werken sind im ganzen Buch zerstreut. Der Verfasser verzichtet auf alle mathematischen Vorkenntnisse seiner Leser und erläutert in einem kurzen mathematischen Anhang die wenigen vorkommenden Rechenoperationen. Für Vorgeschrittenere sind zwischengeschobene kleingedruckte Teile vorgesehen, welche die Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf mechanische Probleme verdeutlichen. — Ein Sach- und Namenregister erleichtert die Benutzung des Buches, welches nach allem Vorhergesagtem wohl geeignet ist, das Interesse der Fachkreise wach zu rufen.

Zum Schluß sei noch auf einen Druckfehler hingewiesen: auf Seite 115, dritte Zeile von unten soll es $k\frac{bh^2}{6}$ an Stelle von $K\cdot\frac{bh^2}{b}$ heißen. R. Plank.

F. Rost, Flugapparate. (Bibliothek der gesamten Technik. 112. Band.) 16. 64 S. mit 31 Abbildungen. Hannover, Dr. M. Jänecke. 1909. M. 1.20, gebunden M. 1.60

Der theoretische Teil des Buches enthält verschiedene Irrtümer und unhaltbare Anschauungen, besonders der Abschnitt, der die Wirkung der Luft auf Tragflächen behandelt. Besser ist der beschreibende Teil. In diesem gibt der Verfasser Beschreibungen der verschiedenen Typen von Flugapparaten, erläutert durch Abbildungen und Angaben von Konstruktionseinzelheiten, Gewichten usw., und zum Vergleich damit ebenfalls ganz instruktive Angaben über die Haupttypen der Motorluftschiffe. Den Anhang bildet eine

Digitized by Google

Tabelle über Windgeschwindigkeiten und ihnen entsprechende Winddrücke in Kilogramm pro Quadratmeter entgegenstehender Fläche. G. Fuhrmann.

Alfred Reichelt, Die Prüfung der Konstruktionsstoffe für den Maschinenbau. Kurzgefaßtes Handbuch für den praktischen Gebrauch. (Bibliothek der gesamten Technik. 110. Band.) 16. X u. 223 S. mit 99 Abbildungen im Text. Hannover, Dr. M. Jänecke. 1909. M. 3.40, gebunden M. 3.80

Das Werk soll nach Absicht des Verfassers ein Handbuch für den praktischen Gebrauch bilden, diesen Zweck erreicht es auch in vollem Maße, denn der Verfasser behandelt nicht nur eingehend das umfangreiche Gebiet des Materialprüfungswesens, soweit es für den Maschinenbau in Frage kommt, sondern gibt auch aus seinen Erfahrungen beim Kgl. Materialprüfungsamte zahlreiche praktische Winke für die Ausführung von Materialprüfungsversuchen. Der Verfasser bespricht zunächst die verschiedenen Arten der Beanspruchung, wie sie bei einem Material auftreten können (Zug, Druck, Knickung, Biegung, Verdrehung, Abscherung), und sodann im einzelnen die Ermittlung der Festigkeitseigenschaften unter diesen verschiedenen Beanspruchungen. Dabei legt er, was für den Praktiker von besonderer Bedeutung ist, großen Wert auf genaue Beschreibung der Versuchsanordnung und gibt auch Beispiele von aufgenommenen Versuchsprotokollen. Weiter werden dann eingehend die verschiedenen Typen der Materialprüfungsmaschinen und die Methoden, nach denen bei ihnen die Messung der Kräfte und Formänderungen erfolgt, besprochen, ebenso die technologischen Proben, bei denen es nicht auf genaue Untersuchung des Formänderungsvorganges ankommt, sondern nur auf die Feststellung, ob ein Material einer gewissen technischen Beanspruchung gewachsen ist oder nicht, und die metallographischen Untersuchungsmethoden. Dann folgt eine Zusammenstellung über die Haupteigenschaften der verschiedenen Metalle und Metallegierungen und Prüfung derselben und zum Schluß ein Abschnitt über die Untersuchung von Konstruktionselementen des Maschinenbaues und von Schmiermitteln. G. Fuhrmann.

F. Neesen, Hörbare, sichtbare, elektrische und Röntgen-Strahlen. (Wissenschaft und Bildung. 43. Band.) 8. 132 S. Leipzig, Quelle & Meyer. 1909. M. 1,—, gebunden M. 1,25

Die Blätter enthalten den Inhalt dessen, was der Verfasser vor einigen Jahren in einem Vortragszyklus in den Berliner Hochschulkursen zusammengestellt hat. Das große Gebiet der Strahlen erfährt hier eine gedrängte, aber stets im besten Sinne gemeinverständliche Darstellung. R. Lucas.

Abraham, M., Elektromagnetische Theorie der Strahlung. 2. Auflage. (Theorie der Elektrizität. II. Band.) gr. 8. XII u. 404 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Gebunden M. 10.—

Die zweite Auflage des Abrahamschen Werkes unterscheidet sich im zweiten Bande hauptsächlich dadurch von der ersten, daß die mit dem Relativitätsprinzip in Zusammenhang stehenden Fragen einer Diskussion unterzogen sind. Bemerkenswert und auffällig ist dabei die große Zurückhaltung, die der Autor den Folgerungen des genannten Prinzipes gegenüber wahren zu müssen geglaubt hat. Es mag dies damit zusammenhängen, daß die neue Auflage insofern in einem ungünstigen Augenblick erschien, als die Buchererschen Versuche, durch die die Theorie des Abrahamschen starren Elektrons widerlegt wird, erst kurz nachher publiziert wurden. Dementsprechend steht auch in diesem Bande die Theorie des starren Elektrons im Vordergrunde. Cl. Schaefer.

Berichtigungen.

In der Arbeit über die Detektoren von K. Bangert, diese Zeitschr. 11, 124, 1910, sind Fig. 1 und Fig. 2 zu vertauschen.

In der Arbeit des Herrn Lucio Gabelli, diese Zeitschr. 11, Heft 4, S. 117, Sp. 2, ist in der letzten Zeile der Fußnote 2 statt „termica“ zu lesen „termico“.

Bemerkung zu der Arbeit „Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts“ von Heinrich Rausch v. Traubenberg, diese Zeitschr. 11, 105, 1910. Da die Reproduktion der Spektrogramme undeutlich geworden und die Krümmung der Linien kaum zu erkennen ist, ist die Figur auf Tafel VII nochmals wiedergegeben. Der Verfasser ist außerdem bereit, Interessenten Originalkopien oder die Originalplatten einzusenden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Richard Leiser für Physikalische Chemie und Elektrochemie, an der Universität Breslau Dr. Walter Schnee für Mathematik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Freiburg (Schweiz) Dr. Albert Gockel zum ord. Professor der Elektrochemie, Photochemie und Astronomie ebenda, der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Ernst Zermelo zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Zürich, E. E. Fournier d'Albe zum Assistant lecturer für Physik an der Universität Birmingham, Dr. E. Nihoul zum a. o. Professor für Technische Chemie an der Universität Lüttich.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Bonn Dr. Konrad Laar, dem Privatdozent für Theorie der Eisenhüttenkunde an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Rudolf Ruer und den Privatdozenten für Chemie an der Universität Freiburg Dr. Ernst Riesenfeld und Dr. Max Trautz der Titel Professor, den a. o. Professoren an der Universität Jena Dr. Felix Auerbach (Physik), Dr. Ludwig Wolff (Chemie), und Dr. Otto Knopf (Astronomie) der Titel Hofrat, dem Professor der Chemie an der Universität Bologna Dr. Giacomo Ciamician die Würde eines Senators des Königreichs Italien.

In den Ruhestand: Der Professor der Chemie an der Universität von Kalifornien Dr. J. C. Hartzell, der Professor für Industrielle Chemie an der Technischen Fakultät der Universität Lüttich Dr. J. Krutwig, der Professor der Chemie an der Columbia Universität in New York Dr. Charles F. Chandler (für 1911, bis dahin beurlaubt).

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

Fig. I.

Fig. II.

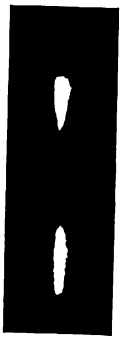


Fig. III.

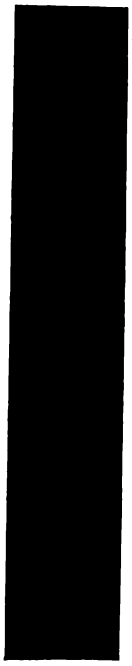


Fig. IV.

Fig. V.

Fig. VI.

J. Stark, Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquantenhypothese und Ätherwellentheorie. II. Sichtbares und ultraviolettes Spektrum.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Digitized by Google

Digitized by Google

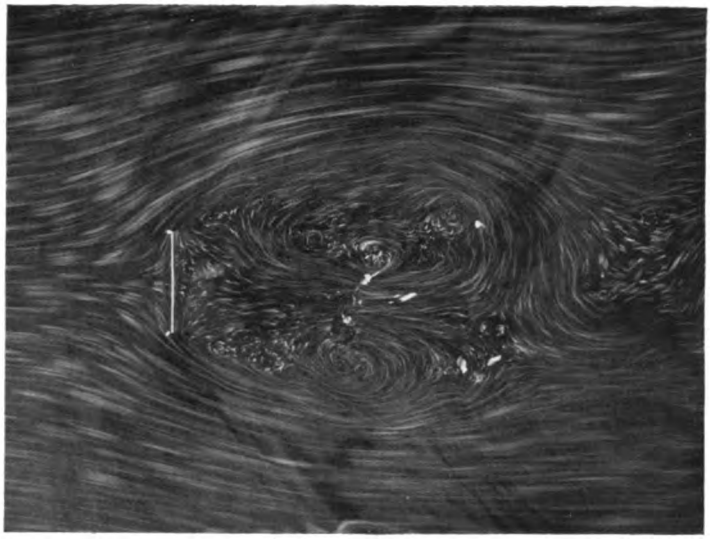


Fig. 1. Strömungen an einer eingetauchten, rechtwinklig zum Strome stehenden Platte.

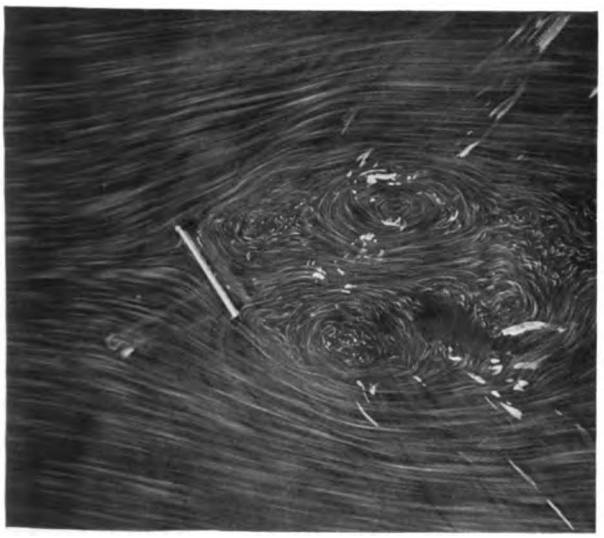


Fig. 2. Strömungen an einer schrägen Platte.

Fig. 4. Stereoskopische Ansicht der Stauung an einer querstehenden Glasplatte.

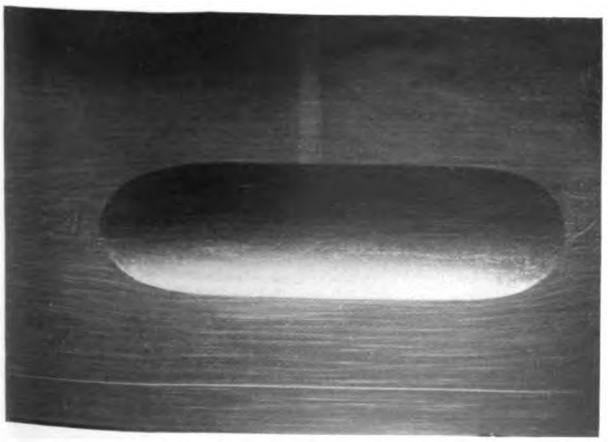


Fig. 8. Stromlinien an einem zylindrischen, an beiden Enden abgerundeten Modell eines Luftschiffs. Wirbelung am Hinterende.

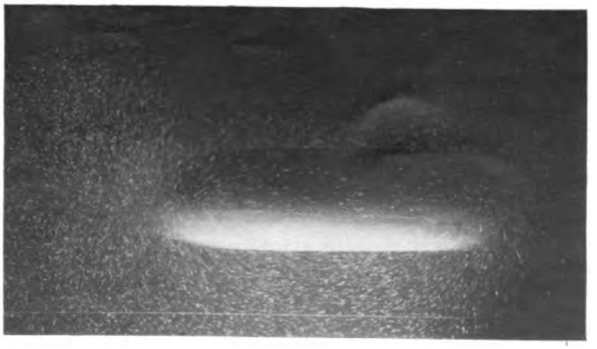


Fig. 9. Kraftlinien desselben Modells wie in Fig. 8.

Digitized by Google

Digitized by Google

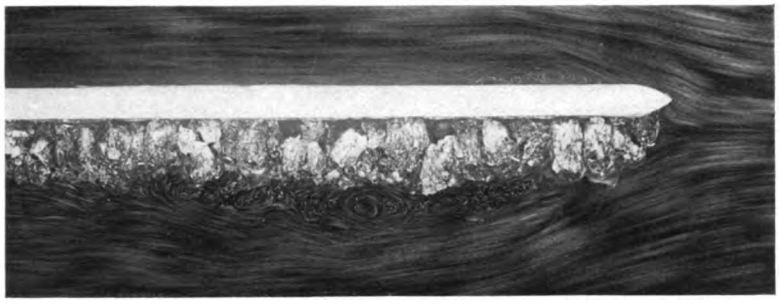


Fig. 5. Reibungserscheinungen an einer einseitig mit Seepocken bedeckten Planke. Vorderende. Stromlinien.

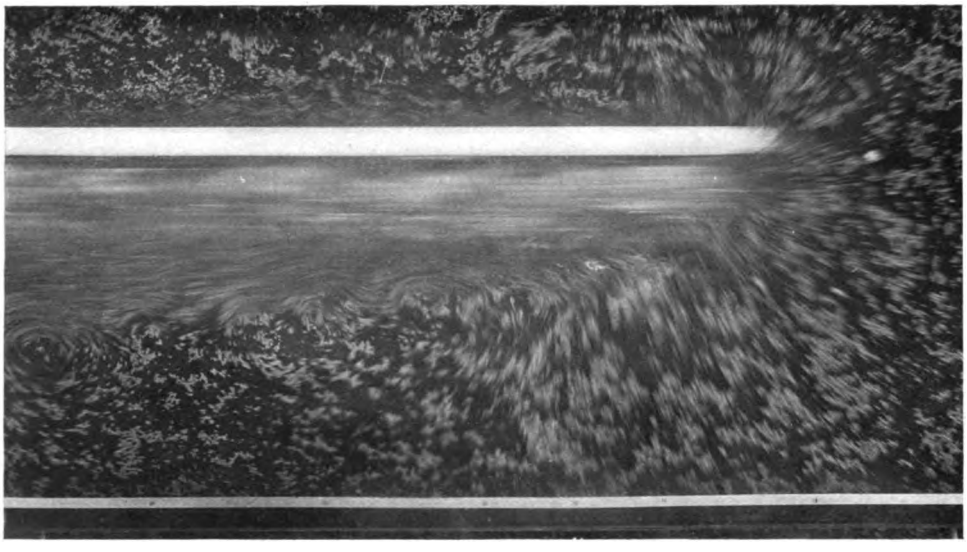


Fig. 6. Kraftlinien zu Fig. 4. Die Fahrgeschwindigkeit ist unter dem in der Reproduktion undeutlichen weißen Millimetermaßstab durch 1 : 10 Sekunden Funkenintervalle registriert.

Fig. 7. Kraftlinien an einem im tiefen Wasser fahrenden Boote, von der Seite gesehen.

Digitized by Google

Digitized by Google

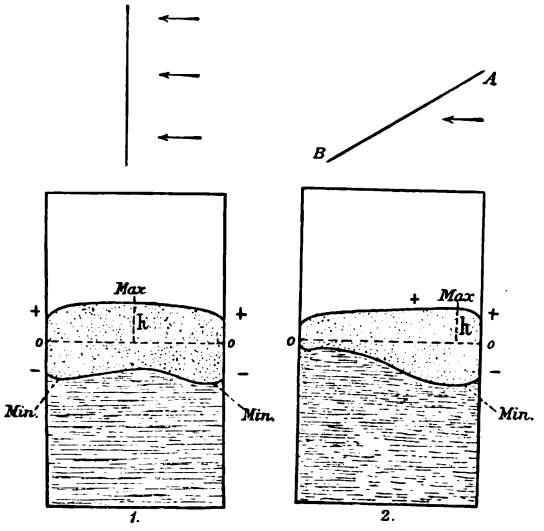


Fig. 3. Staubilder: 1. an einer Querplatte, 2. an einer schrägen Platte. Die punktierte „Staufläche" wird oben durch die positive Staulinie der vorderen Plattenseite, unten durch die negative der Rückseite begrenzt.

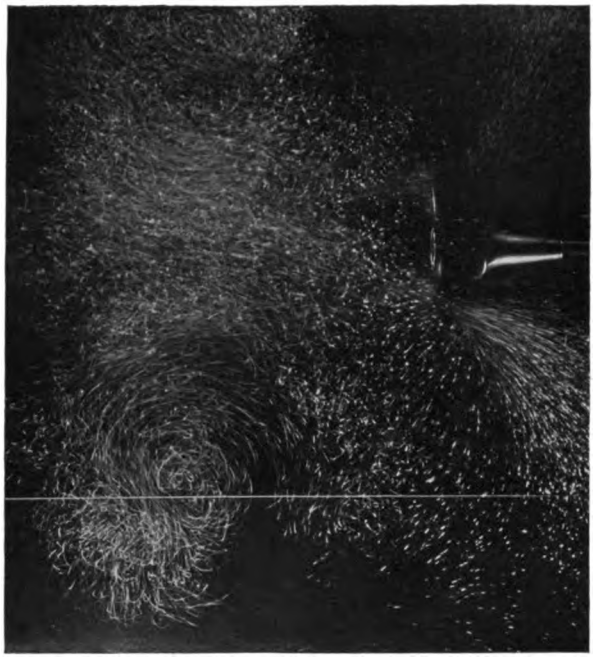


Fig. 12. Strömungen an einer Schiffsschraube nach etwa vier Umdrehungen.

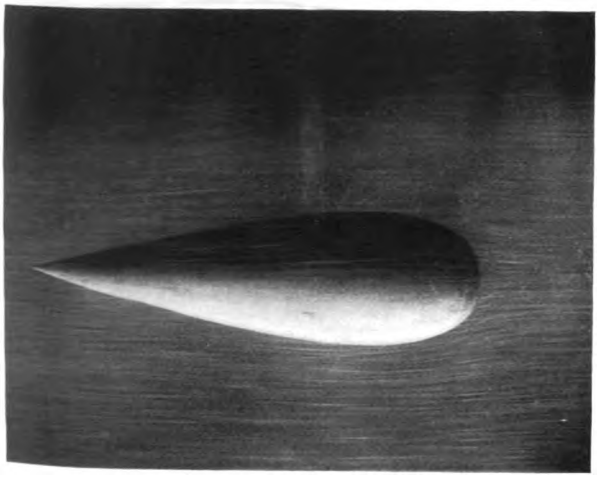
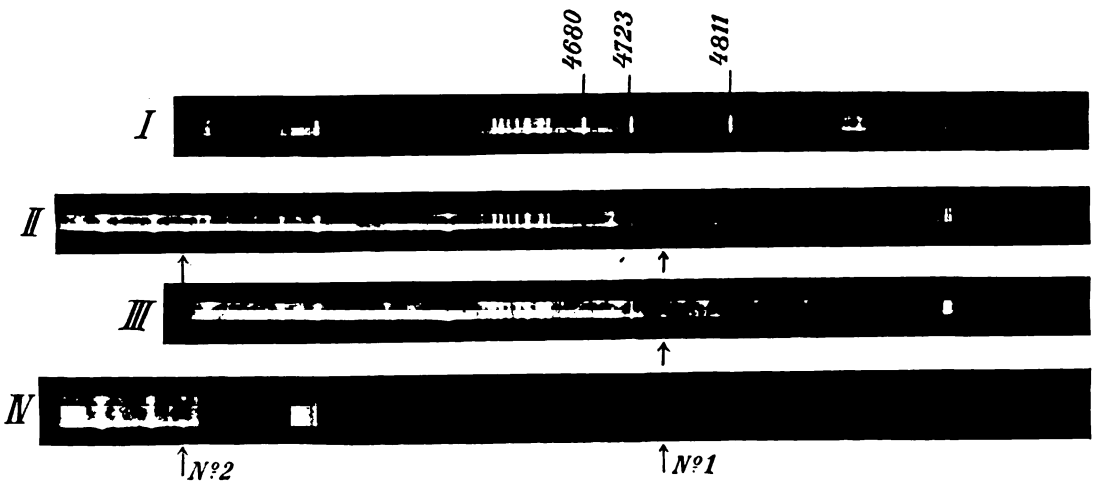


Fig. 10. Wirbelfreie Stromlinien an einem hinten schlank auslaufenden Luftschiffmodell.

Fig. 11. Kraftlinien des Modells Fig. 10.

Digitized by Google

Digitized by Google



H. Rausch von Traubenberg, Gekrümmte Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Digitized by Google

Digitized by Google

25852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. FRIEDRICH KRÜGER in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

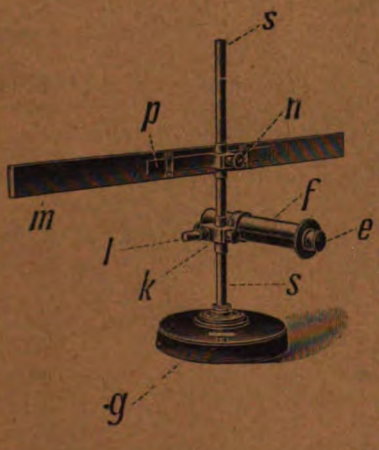
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 6. 15. März 1910. No. 316. 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezial-Katalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer M. 60.—
Ablesefernrohr mit Skala (siehe Fig.) **M. 40.—**
Gleitdraht (Stromkompensator) . . . . **M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm . . . . . M. 32.—

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage, betreffend:
Einladung zur 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Königsberg i. Pr. 1910.

Digitized by Google

REGISTER:

(Z. B. = Zusammenfassende Bearbeitungen; Ph. T. = Physikalische Technik; B. = Besprechung.)

Seite

Aerodynamik, v. F. W. Lanchester. I. (B.) 255
Auge: Zur Frage über die Lichtempfindlichkeit des —, v. R. v. Koch 238
Ausbruchserscheinungen auf der Sonne, v. W. Krebs . 240
Benedicks, C., Draht umspinnen. (Ph. T.) 253
— Von Paraffin-, Vaselin- usw. Reinigen. (Ph. T.) . . 254
Beugungsgitter: Die Analyse der hauptsächlichsten Quecksilberlinien mittels eines — und eine Gegenüberstellung mit den nach anderen Methoden gewonnenen Ergebnissen, v. H. G. Gale u. H. B. Lemon . . 209
Born, M., Über die Definition des starren Körpers in der Kinematik des Relativitätsprinzips 233
Darstellungsmethoden: Einführung in die Hauptgesetze der zeichnerischen —, v. A. Schönfließ. (B.) . . 256
Draht umspinnen, v. C. Benedicks. (Ph. T.) 253
Elektrizität: Das Wesen der —, v. F. Fürstenau. (B.) 256
Fürstenau, F., Das Wesen der Elektrizität. (B.) . . 256
Gale, H. G. u. H. B. Lemon, Die Analyse der hauptsächlichsten Quecksilberlinien mittels eines Beugungsgitters und eine Gegenüberstellung mit den nach anderen Methoden gewonnenen Ergebnissen . . . 209
Hydraulischer Widder: Theorie des —, v. H. Lorenz 234
Kinematik: Über die Definition des starren Körpers in der — des Relativitätsprinzips, v. M. Born . . . 233
Koch, R. v., Zur Frage über die Lichtempfindlichkeit des Auges 238
Kometen: Über das Wesen der —, v. L. Zehnder. (Z. B.) 242
Krebs, W., Ausbruchserscheinungen auf der Sonne . . 240
Lanchester, F. W., Aerodynamik. I. (B.) 255
Lemon, H. B. u. H. G. Gale, Die Analyse der hauptsächlichsten Quecksilberlinien mittels eines Beugungsgitters und eine Gegenüberstellung mit den nach anderen Methoden gewonnenen Ergebnissen . . . 209
Lichtempfindlichkeit: Zur Frage über die — des Auges, v. R. v. Koch 238
Lorenz, H., Theorie des hydraulischen Widders . . 234
Meyer, E., Über Stromschwankungen bei Stoßionisation 215
Pacini, D., Über die Zerfallsprodukte von Radium und Thor in der Atmosphäre 227
Paraffin: Von —-, Vaselin- usw. Reinigen, v. C. Benedicks. (Ph. T.) 254
Quecksilberlinien: Die Analyse der hauptsächlichsten — mittels eines Beugungsgitters und eine Gegenüberstellung mit den nach anderen Methoden gewonnenen Ergebnissen, v. H. G. Gale u. H. B. Lemon . . . 209
Radium: Über die Zerfallsprodukte von — und Thor in der Atmosphäre, v. D. Pacini 227
Relativitätsprinzip: Über die Definition des starren Körpers in der Kinematik des —, v. M. Born . . . 233
Schönfließ, A., Einführung in die Hauptgesetze der zeichnerischen Darstellungsmethoden. (B.) 256
Schweidler, E. v., Zur experimentellen Entscheidung der Frage nach der Natur der γ-Strahlen 225
Sonne: Ausbruchserscheinungen auf der —, v. W. Krebs 240
Starrer Körper: Über die Definition des — in der Kinematik des Relativitätsprinzips, v. M. Born 233
Stoßionisation: Über Stromschwankungen bei —, v. E. Meyer 215
γ-Strahlen: Zur experimentellen Entscheidung der Frage nach der Natur der —, v. E. v. Schweidler. . . 225

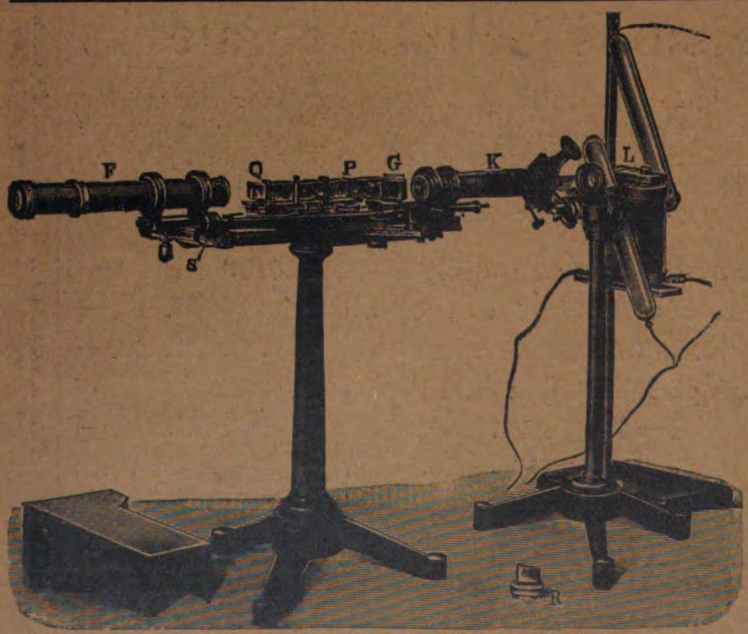
Fortsetzung Seite III.

Annalen d. Physik u. Chemie, Bd. 227—305 u. Beiblätter, Bd. 1—24 **sucht**
Speyer & Peters, Berlin N.W. 7.

Funkeninduktoren

älterer Konstruktion, deren von der Primärschule abhebbare Induktionsrollen auf oben zugeschmolzene, unten tellerförmig sich erweiternde Glasröhren gewickelt sind, eignen sich in ganz besonderer Weise zur Umwickelung nach meiner bestbewährten Methode. — Höchste Spannung, größte Sekundärstromstärke, daher dicke Funken. Funkeninduktoren aller Gattungen werden stets zum Umbau und zur Umwickelung übernommen. Höchste Auszeichnungen auf allen beschickten Ausstellungen, glänzende Zeugnisse für durchgeführte Arbeiten von ersten Autoritäten.

Josef Kravogl, Präzisionsmechaniker, Elektriker
Brixen a/E., Süd-Tirol.



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Franz Schmidt & Haensch,
Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 16.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

(Register.)

	Seite
Stromschwankungen: Über — bei Stoßionisation, v. E. Meyer	215
Thor: Über die Zerfallsprodukte von Radium und — in der Atmosphäre, v. D. Pacini	227
Vaselin: Von Paraffin-, —- usw. Reinigen, v. C. Benedicks. (Ph. T.)	254
Zehnder, L., Über das Wesen der Kometen. (Z. B.)	242
Zerfallsprodukte: Über die — von Radium und Thor in der Atmosphäre, v. D. Pacini	227

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Max Planck Professor der theoretischen Physik an der Universität in Berlin

Die Einheit des physikalischen Weltbildes.

Vortrag gehalten am 9. Dezember 1908 an der Universität Leiden. Preis 1 M. 25 Pf.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

Herausgegeben von Prof. **J. Stark** in Aachen

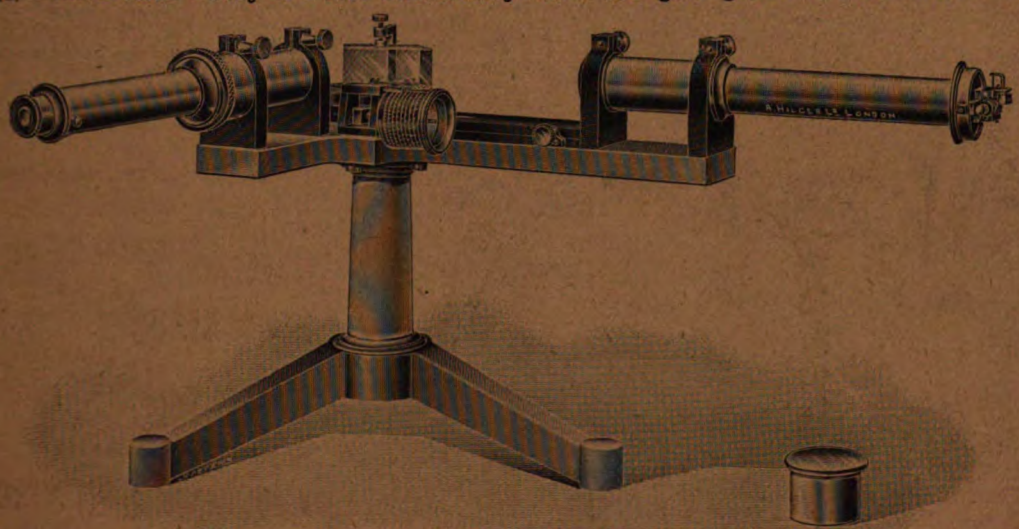
Preisermäßigung für neueintretende Subskribenten

Die bisher erschienenen sechs Bände werden bis Ende 1910 anstatt für 95 Mark für 65 Mark geliefert.

Spektrometer mit Wellenlängen-Ablesung

speziell für die Verwendung mit folgenden Hülfsapparaten eingerichtet:

(1) **kleines Stufengitter nach Michelson,**
(2) **kleine Parallelplatte nach Lummer-Gehrcke,**
(3) **Etalon nach Fabry u. Perot mit Hohlzylinder aus Quarzglas zwischen den Platten.**



Die drei Hülfsapparate sind auf Wunsch auch ohne das Spektroskop erhältlich. Ausführl. Beschreibg auf Verlangen franko.

ADAM HILGER, Ltd., 75 A Camden Road, London, NW.

Illustrierte Preisliste über Spektrometer und spektroskopische Apparate aller Art postfrei.

Digitized by Google

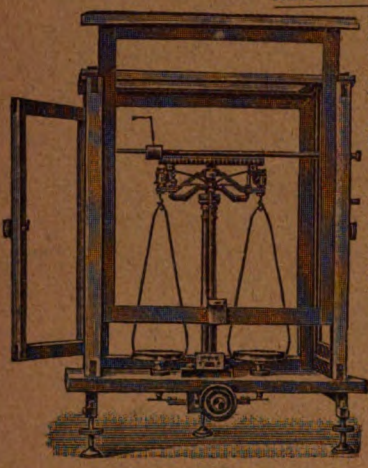
F. Sartorius, Göttingen.

Vereinigte Werkstätten für wissenschaftl. Instrumente
von F. Sartorius, A. Becker und Ludwig Tesdorpf.

Waagen und Gewichte für wissenschaftliche, chemische und technische Zwecke.

Specialität: **Analysenwaagen** nur eigener bewährtester Construction. Man verlange ausdrücklich Original-Sartorius-Waagen, da Nachahmungen in den Handel gebracht werden.

Sartorius' neuer Wärmekasten



zum Brüten von Bacillen und zum Einbetten mikroskopischer Präparate in Paraffin für beliebiges Heizmaterial, unabhängig von Gasleitung mit vielfach prämiirter Wärmeregulirung.

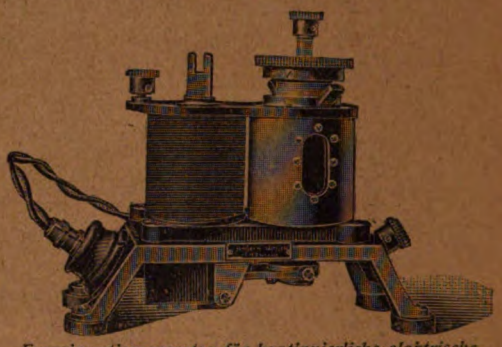
Auf allen beschickten Ausstellung. präm., zuletzt Weltausstellung Brüssel, Diplome d'honneur und Preis 500 Frs., für beste Construction in Feinwaagen.

PARIS: Goldene Medaille, St. LOUIS: Grand Prix und goldene Medaille.

Kataloge in drei Sprachen gratis und franko.
Vertreter in allen Ländern.

Dr. Erich F. Huth G. m. b. H.

vorm. Kunsch & Jaeger
Erdmannshof, Kottbuser Ufer 39|40
Berlin S.O. 26



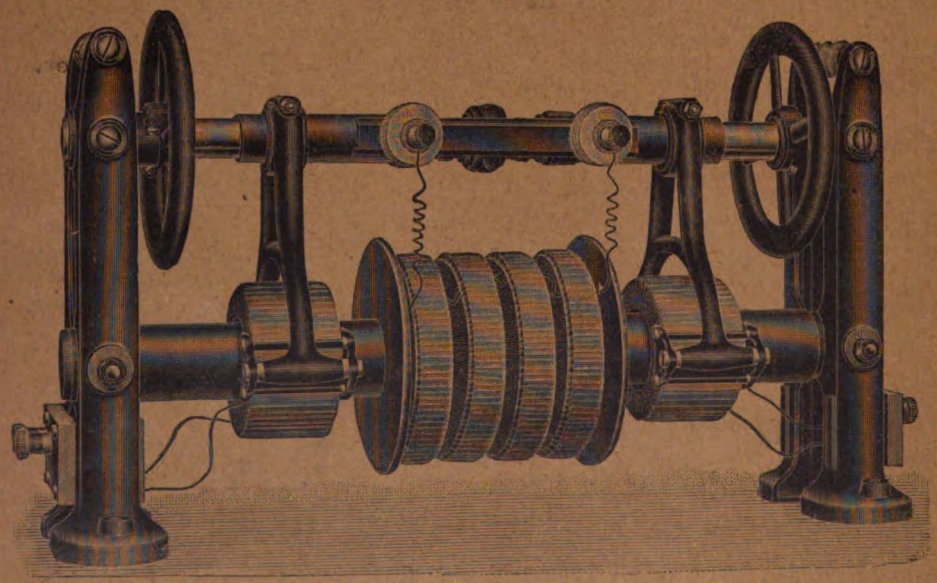
Experimentiergenerator für kontinuierliche elektrische Schwingungen mit automatischer Zündung.

Sämtliche Apparate für

drahtlose Telegraphie und Telephonie. Komplette Stationen.

Preislisten auf Wunsch kostenlos.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D.R.P.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1910. Redaktionsschluß für No. 7 am 21. März 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. G. Gale u. H. B. Lemon, Die Analyse der hauptsächlichen Quecksilberlinien mittels eines Beugungsgitters und eine Gegenüberstellung mit den nach anderen Methoden gewonnenen Ergebnissen. S. 209.

E. Meyer, Über Stromschwankungen bei Stoßionisation. S. 215.

E. v. Schweidler, Zur experimentellen Entscheidung der Frage nach der Natur der γ-Strahlen. S. 225.

D. Pacini, Über die Zerfallsprodukte von Radium und Thor in der Atmosphäre. S. 227.

M. Born, Über die Definition des starren Körpers in der Kinematik des Relativitätsprinzips. S. 233.

H. Lorenz, Theorie des hydraulischen Widders. S. 234.

R. v. Koch, Zur Frage über die Lichtempfindlichkeit des Auges. S. 238.

W. Krebs, Ausbruchserscheinungen auf der Sonne. S. 240.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

L. Zehnder, Über das Wesen der Kometen. S. 242.

Physikalische Technik:

C. Benedicks, Draht umspinnen. S. 253.

C. Benedicks, Von Paraffin-, Vaselin- usw.-Reinigen. S. 254.

Besprechungen:

F. W. Lanchester, Aerodynamik. I. S. 255.

A. Schönflies, Einführung in die Hauptgesetze der zeichnerischen Darstellungsmethoden. S. 256.

R. Fürstenau, Das Wesen der Elektrizität. S. 256.

Tagesereignisse. S. 256.

Personalien. S. 256.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Analyse der hauptsächlichen Quecksilberlinien mittels eines Beugungsgitters und eine Gegenüberstellung mit den nach anderen Methoden gewonnenen Ergebnissen.

(The analysis of the principal mercury lines by a diffraction grating and a comparison with the results obtained by other methods.)

Von Henry G. Gale und Harvey B. Lemon.

Im Jahre 1892 machte Professor Michelson die Entdeckung[1]), daß viele Spektrallinien von Trabanten begleitet sind. Er leitete die Struktur der Linien aus der Gestalt der Helligkeitskurven ab und erkannte vollkommen die Grenzen der Methode.

Im Jahre 1899 teilten Fabry und Perot[2]) ähnliche Ergebnisse mit, die sie mit dem Interferometer in der von ihnen angegebenen Gestalt erzielt hatten. Seit der Erfindung des Stufengitters[3]) haben zahlreiche Forscher[4]) weitere Untersuchungen auf diesem Gebiete angestellt. Im Jahre 1904 erfand Barnes[5]) eine sinnreiche Interferometerform und analysierte eine Reihe heller Linien. Lummer und Gehrcke[6]) veröffentlichten im Jahre 1903 Ergebnisse, die sie mit ihrer Interferenzplatte erhalten hatten, und Gehrcke und v. Baeyer[1]) haben diese Untersuchung weiter fortgeführt.

Zwischen den Ergebnissen der verschiedenen Beobachter findet sich eine Übereinstimmung bis zu einem gewissen Grade, doch fehlt es auch nicht an einigen Unstimmigkeiten. Letztere beruhen in manchen Fällen auf der Verwendung verschiedener Strahlungsquellen, beispielsweise in dem bekannten Falle der grünen Kadmiumlinie[2]); in anderen Fällen zweifelsohne auf falschen Linien, die infolge von Unvollkommenheiten des Instrumentariums auftreten.

Im Frühling des Jahres 1909 hat einer von uns[3]) die Struktur der grünen Quecksilberlinie, wie sie sich bei Verwendung dreier verschiedener Stufengitter ergab, mit jener verglichen, die sich bei Verwendung eines kürzlich von Herrn Professor Michelson geteilten Gitters ergab. Die Konstanten der Stufengitter waren nur angenähert bestimmt, aber die angefertigten Photogramme zeigten überzeugend, daß das Gitter Ergebnisse lieferte, die mit denen der Stufengitter vergleichbar waren. Die bequeme Handhabung des Gitters und das Fehlen einer durch das Übereinandergreifen benachbarter Ordnungen entstehenden Unsicherheit lassen seine Verwendung offenbar vorteilhaft erscheinen.

Der Liebenswürdigkeit des Herrn Professor

1) Phil. Mag. (5) **34**, 280, 1892.
2) Ann. de Ch. et Phys. (7) **16**, 115, 1899.
3) A. A. Michelson, Astrophys. Journ. **8**, 37, 1898.
4) Gray and Stewart, Proc. Roy. Soc. **72**, 16, 1904; R. A. Houstonn, Phil. Mag. (6) **7**, 456, 1904; L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **19**, 36, 1906; **29**, 833, 1909; B. Galitzin, Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg, 159, 1907; H. Nagaoka, diese Zeitschr. **10**, 609, 1909; H. Stansfield, Nature **77**, 198, 222, 1908; **78**, 8, 1908; Phil. Mag. (6) **18**, 371, 1909.
5) James Barnes, Astrophys. Journ. **19**, 190, 1904; Phil. Mag (6) **7**, 485, 1904.
6) Lummer u. Gehrcke, Ann. d. Phys. (4) **10**, 457, 1903.

1) Gehrcke u. v. Baeyer, Ann. d. Phys. (4) **20**, 267, 1906; O. v. Baeyer, Astrophys. Journ. **25**, 267, 1907; Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 84, 1907; **10**, 733, 1908; diese Zeitschr. **9**, 831, 1908.
2) M. Hamy, C. R. **130**, 489, 700, 1900; Fabry et Perot, C. R. **130**, 654 (Fußnote), 1900; Astrophys. Journ. **16**, 36, 1902; Louis Bell, Astrophys. Journ. **15**, 157, 1902; **18**, 192, 1903; J. Hartman, Astrophys. Journ. **18**, 187, 1903; C. Fabry, Astrophys. Journ. **19**, 116, 1904.
3) Vortrag von Lemon in der American Physical Society, Novembertagung 1909 an der Universität Illinois.

Digitized by Google

Michelson haben wir es zu verdanken, daß wir in der Lage gewesen sind, die Hauptlinien des Quecksilbers mit einem der von ihm geteilten Gitter zu photographieren. Das benutzte Gitter hat eine geteilte Fläche von $6^1/_2 \times 2^7/_8$ inches ($16{,}5 \times 7{,}3$ cm). Es war nach den Angaben von Littrow mit einer Brashearschen Linse von 20 Fuß (6,1 m) Brennweite montiert. Gerade dieses Gitter ist in den Spektren höherer Ordnung auf der einen Seite ausnahmsweise hell, und es ließen sich in der vierten Ordnung befriedigende Photogramme bei Expositionszeiten zwischen fünf Minuten und vierzig Minuten — je nach der gesuchten Linie — erhalten.

Bekanntlich ist in gewissen Fällen das Intensitätsverhältnis der Trabanten je nach der Lichtquelle verschieden. Wir haben es deshalb für zweckmäßig erachtet, eine käufliche Cooper-Hewitt-Lampe zu verwenden, da diese eine recht befriedigende Strahlungsquelle darstellt, die auch leicht von anderen Forschern benutzt werden kann.

Die Figuren 1 bis 4 zeigen schematisch die Ergebnisse verschiedener Forscher. Die Tabellen I bis IV geben die zugehörigen Werte der Wellenlängen wieder. Die den Diagrammen und Tabellen beigefügten Buchstaben haben folgende Bedeutung: „M." = Michelson[1]), „F. u. P." = Fabry und Perot[2]), „v. B." = v. Baeyer[3]), „J." = Janicki[4]), „G." = Galitzin[5]), „S." = Stansfield[6]); „Gr." schließlich bezeichnet die von uns mit dem Gitter gewonnenen Ergebnisse. Die Intensitätsangaben in den Tabellen entsprechen den Methoden der verschiedenen Verfasser.

Die gelben Linien $\lambda = 5790$ Å.-E. und $\lambda = 5769$ Å.-E. sind in Fig. 1 bezw. Fig. 2, die grüne Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. ist in Fig. 3 und die violette Linie $\lambda = 4358$ Å.-E. in Fig. 4 wiedergegeben. Die Figuren 5 bis 8 sind nach unseren Photogrammen in ungefähr achtzehnfacher Vergrößerung hergestellt, und zwar unter Bewegung in vertikaler Richtung, um das Korn der Platten zu verwischen. Natürlich sind viele Einzelheiten der Originalplatten

1) A. A. Michelson, Phil. Mag. (5) **34**, 280, 1892.
2) Fabry et Perot, Ann. de Ch. et de Phys. (7) **16**, 115, 1899. (Bezüglich ihrer neuesten Werte für die grüne Linie siehe Zeeman, Astrophys. Journ. **15**, 218, 1902.)
3) O. v. Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 733, 1908; diese Zeitschr. **9**, 831, 1908.
4) L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **19**, 36, 1906; **29**, 833, 1909.
5) B. Galitzin, Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg, 159, 1907.
6) H. Stansfield, Phil. Mag. (6) **18**, 371, 1909.

Tabelle I.

$\lambda = 5790$ Å.-E.

M.	F. u. P.	v. B.	J.	G.	Gr.
+0,24 1/10	−0,131 sehr schwach	+0,228 3	+0,230 1/7	+0,228 3	+0,229 2
+0,13 1/10		+0,133 2	+0,168 1/10	+0,169 6	+0,135 2
−0,12 1/5		−0,122 1	+0,132 1/7	+0,132 2	−0,119 1
		−0,180 schwach	+0,084 1/9	+0,086 5	−0,184 3
			−0,119 1/5	−0,121 1	− 0,931 4
			−0,187 1/10	−0,190 4	−0,998 3
			−0,251 1/10		

Tabelle II.

$\lambda = 5769$ Å.-E.

M.	F. u. P.	v. B.	J.	G.	Gr.
+0,043 1/5	+0,048	+0,044 1	+0,048 2	+0,042 2	+0,040 1
		−0,048 2	−0,052 2	−0,049 1	−0,044 2
			−0,114 3		

Tabelle III.

$\lambda = 5461$ Å.-E.

M.	F. u. P.	v. B.	J.	G.	S.	Gr.
+0,13 1/10	+0,136 1/6	+0,211 6	+0,133 1/8	+0,129 4	+0,216 2	+0,217 4
+0,10 1/4	+0,082 1/4	+0,125 3	+0,088 1/3	+0,085 3	+0,131 4	+0,130 3
(+0,010)	+0,008 1/2	+0,082 1	−0,066 1/7	−0,047 6	+0,087 1	+0,083 2
−0,07 1/10	−0,052 1/5	−0,024 1	−0,099 1/10	−0,068 2	−0,068 3	−0,054 3
(−0,23)	−0,076 1/7	−0,049 5	−0,232 1/5	−0,099 5	−0,097 3	−0,094 3
	−0,224 1/3	−0,068 3		−0,236 1	−0,232 1	−0,233 1
		−0,101 4				
		−0,237 2				

Digitized by Google

Tabelle IV.

$\lambda = 4358$ Å.-E.

M.	v. B.	J.	G.	G'.	Gr.
±0,17 1/10	+0,185 3	+0,121 2/3	(+0,131) 2'	+0,194	+0,194 2
(±0,019)	+0,114 5	+0,105 2/3	+0,126 2	+0,118	+0,118 3
	+0,044 5	+0,043 1/4	(+0,118) 2''	+0,053	+0,040 2
	+0,028 6	+0,020 1/5	+0,053 3	+0,027	
	+0,019 5	−0,023 1	+0,027 4	−0,092	−0,088 4
	−0,017 1	−0,052 1/7	−0,092 1	−0,155	−0,155 1
	−0,045 7	−0,097 2/3			
	−0,093 4	−0,112 2/3			
	−0,107 4				
	−0,159 2				

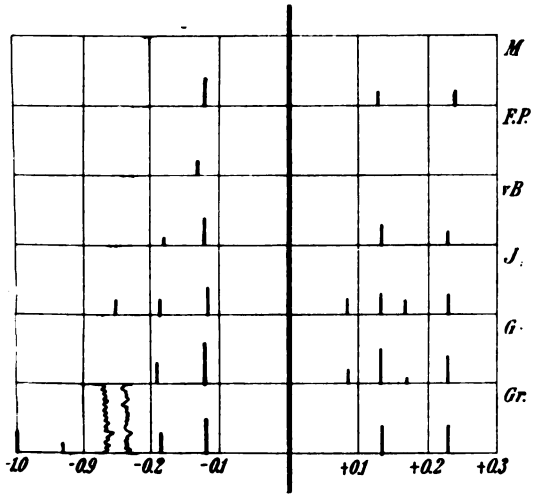


Fig. 1. $\lambda = 5790$ Å.-E.

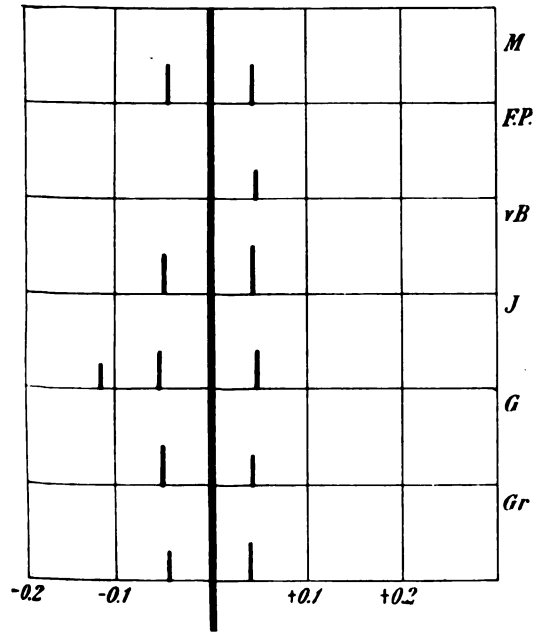


Fig. 2. $\lambda = 5769$ Å.-E.

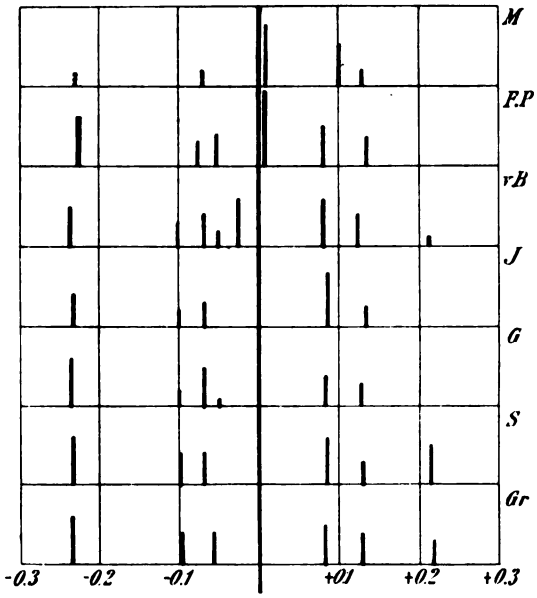


Fig. 3. $\lambda = 5461$ Å.-E.

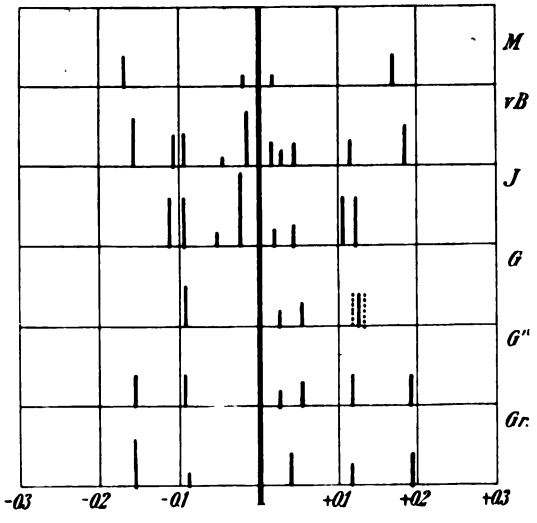


Fig. 4. $\lambda = 4358$ Å.-E.

Digitized by Google

verloren gegangen. Der schwache Trabant der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. bei $-0{,}930$ Å.-E. ist auf dem Originalnegativ klar zu sehen. Die Hauptlinie von $\lambda = 5769$ Å.-E. ist schmal und scharf, und ihre Trabanten sind breit und verwaschen. Die Trabanten der Linie $\lambda = 5461$ A.-E. bei $-0{,}054$ Å.-E. und $-0{,}094$ Å.-E. sind auf den

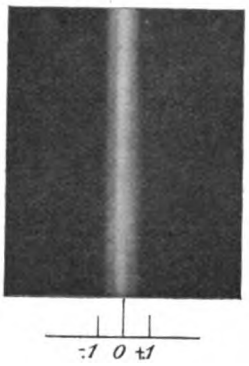


Fig. 5. $\lambda = 5769$ Å.-E.

Originalnegativen deutlich aufgelöst. Bei subjektiver Beobachtung sind die Trabanten bei $+0{,}083$ Å.-E. und $+0{,}130$ Å.-E. um ungefähr die dreifache Breite der Linien im Spektrum vierter Ordnung voneinander getrennt. Der Trabant bei $+0{,}217$ Å.-E. ist bei Verwendung der Cooper-Hewitt-Lampe als Strahlungsquelle scharf und sicher. Möglicherweise ist er im kleinen Lichtbogen eine Doppellinie, mit einer schwächeren Komponente bei $+0{,}217$ Å.-E. und

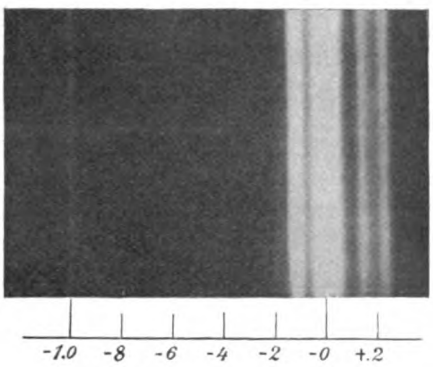


Fig. 6. $\lambda = 5790$ Å.-E.

einer wenig stärkeren bei ungefähr $+0{,}170$ A.-E. Wir sind einstweilen noch nicht in der Lage, hierüber etwas Bestimmtes auszusagen. Der Effekt ist in der Wiedergabe vergrößert, vermutlich infolge Hinüberwischens eines Staubteilchens über die Platte während der Vertikalbewegung. Bei der Linie $\lambda = 4358$ A.-E. ist der Trabant bei $+0{,}040$ A.-E. auf einigen unserer besten Platten deutlich von der Hauptlinie getrennt und erscheint auf allen Platten der vierten und fünften Ordnung einfach als ein Gebiet mit verminderter Helligkeit. In der Wiedergabe scheint er aber in der Hauptlinie unterzugehen.

Wir benutzten folgende Plattensorten: für das Gelb Marke „Panchromatic" von Seed und Marke „Spektrum" von Cramer, für das Grün Marke „Medium Isochromatic" von Cramer, und für das Violett „27" von Seed. Unsere Platten wurden an einem Zeißschen Komparator ausgemessen und jeder Wert ist das Mittel aus einer Reihe von Einzelbestimmungen. Alle Werte dürften bis auf einige wenige Tausendstel einer Ångströmeinheit genau sein.

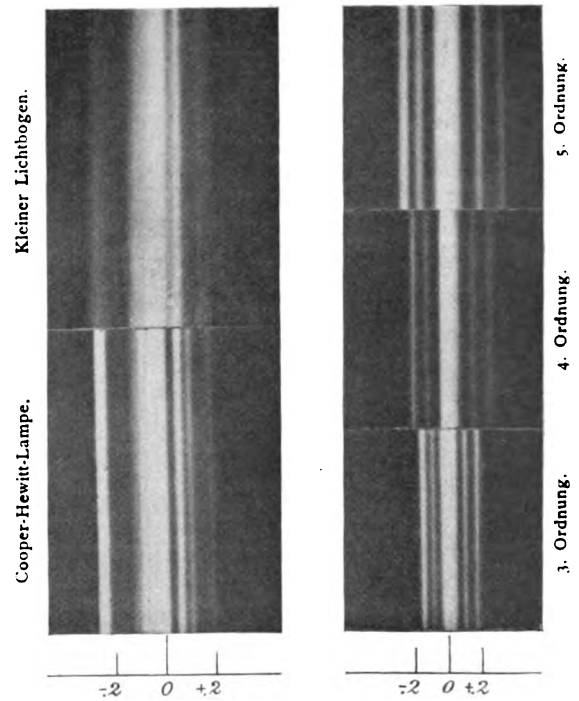


Fig. 7. $\lambda = 5461$ Å.-E. Fig. 8. $\lambda = 4358$ Å.-E.

Neben den sehr befriedigenden Ergebnissen, die wir mit dem Gitter erhalten haben, war der interessanteste Punkt der Arbeit, daß sich die von Professor Michelson im Jahre 1892 gewonnenen Ergebnisse mit solch bemerkenswertem Genauigkeitsgrade bestätigt fanden. Man muß sich vergegenwärtigen, daß jene Ergebnisse die allerersten auf diesem Gebiete gewesen sind, und daß sie mittels einer Methode erhalten worden sind, die einen so hohen Grad persönlicher Geschicklichkeit erfordert, daß niemand sie seither erfolgreich angewendet hat, und daß schließlich die ganze Untersuchung gewissermaßen nur neben der wichtigeren Aufgabe herging, die Anzahl der auf das Meter entfallenden Wellenlängen zu bestimmen.

Digitized by Google

Es scheint nicht allgemein bekannt zu sein, daß es möglich ist, bei Verwendung des Michelsonschen Interferometers zu entscheiden, ob ein Trabant auf der roten oder auf der violetten Seite einer Linie liegt. Zwar hat Michelson keinen Versuch hierzu unternommen, doch hat er in der Originalveröffentlichung ganz klar den Weg hierzu gezeigt. Die Streifen in einem Minimum sind um einen vollkommen bestimmten Bruchteil einer Streifenbreite verzögert, wenn der Trabant auf der violetten Seite der Hauptlinie liegt, und sie eilen um einen vollkommen bestimmten Bruchteil einer Streifenbreite vor, wenn der Trabant auf der roten Seite liegt. Falls die Helligkeitskurve Trabanten anzeigt, während in einem Minimum keine derartige Verschiebung vorliegt, so müssen zwei Trabanten vorhanden sein, die in gleichen Abständen von der Hauptlinie zu beiden Seiten dieser liegen. Durch Vergleichung der Streifen mit denen einer Linie, die keine Trabanten hat, beispielsweise der roten Kadmiumlinie $\lambda = 6438$ Å.-E., kann man die sogenannte Phasenkurve zeichnen, d. h. eine Kurve, in welcher die Gangunterschiede der interferierenden Strahlen die Abszissen und die von Trabanten herrührenden Verschiebungen der beobachteten Streifen die Ordinaten sind. Die Helligkeitskurve und die Phasenkurve zusammen liefern eine völlig unzweideutig bestimmte Lösung.

Der Michelsonsche Wert für den Abstand des Trabanten der Linie $\lambda = 5769$ Å.-E. ist zwar vielfach zitiert worden, doch ist anscheinend noch niemand auf den Gedanken gekommen, die Helligkeitskurve nachzuprüfen. Die Helligkeitskurven der Linien $\lambda = 5769$ Å.-E. und $\lambda = 5790$ Å.-E. sind in Fig. 9 wiedergegeben.

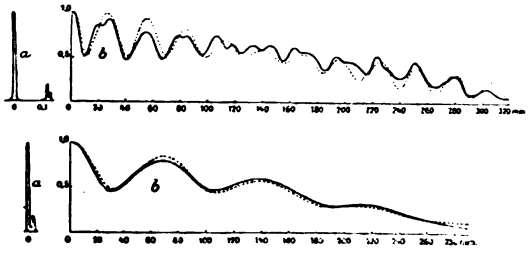


Fig. 9.

Ein Blick auf diese Figur genügt, um erkennen zu lassen, daß die Minima der Linie $\lambda = 5769$ Å.-E. ein wenig mehr als doppelt so weit auseinander liegen, wie die von den Haupttrabanten der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. herrührenden. Der Trabant der Linie $\lambda = 5769$ Å.-E. muß daher etwas weniger als halb so weit von seiner Hauptlinie entfernt liegen als der Haupttrabant der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. Bei einer Neuberechnung ergibt sich sein Abstand zu 0,043 Å.-E., und nicht, wie ursprünglich angegeben, zu 0,019 Å.-E. Es erscheint sonderbar, daß niemand von all denen, die diesen letzteren Wert angeführt haben, diese Unstimmigkeit bemerkt hat.

Einigen der neueren Forscher auf diesem Gebiete mag es entgangen sein, daß eine schwache Linie in — 0,998 Å.-E. Abstand von der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. vorhanden ist. Ein schwacher Trabant begleitet sie bei — 0,931 Å.-E. Die Konstante der von Janicki und von Galitzin benutzten Echelons beträgt bei dieser Wellenlänge ungefähr 0,543, und wenn das von diesen Linien stammende Licht nicht ausgeschlossen wird, so werden sie bei + 0,088 Å.-E. und + 0,155 Å.-E. erscheinen. Wir haben eine Linie mit einer Intensität von etwa $^1/_{100}$ jener der Hauptlinie bei + 0,085 Å.-E. entdeckt. Wegen ihrer sehr geringen Intensität halten wir es indessen für möglich, daß die Linie, die Janicki und Galitzin als bei + 0,085 Å.-E. liegend bestimmt haben, von der Linie bei — 0,998 Å.-E. herrühren dürfte, die bei + 0,088 Å.-E. erscheinen würde. Wir sind nicht imstande gewesen, in der Nähe von + 0,168 Å.-E. irgendeine Linie zu entdecken, und wir halten es für möglich, daß die daselbst von den genannten Forschern angegebene Linie von der schwachen Linie bei — 0,931 Å.-E. herrühren könnte, die bei + 0,155 Å.-E. erscheinen müßte. Die Unstimmigkeit in den Wellenlängen ist ziemlich groß, aber die Linie ist außerordentlich schwach und läßt sich nur schwer genau ausmessen.

Die Michelsonsche Helligkeitskurve für die Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. ist in Fig. 10 wieder-

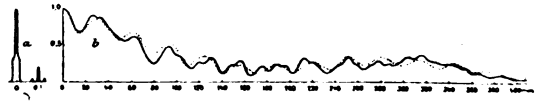


Fig. 10.

gegeben. Michelson gibt einen Trabanten ganz nahe an der Hauptlinie zu beiden Seiten von dieser an. Er hätte sich ebensogut dafür entscheiden können, sie beide als auf derselben Seite liegend anzusehen. Wir haben diese Auslegung gewählt und haben aus der Helligkeitskurve den Abstand dieses Trabanten von der Hauptlinie abgeleitet. Die Erhebung in der Helligkeitskurve bei ungefähr 315 zeigt deutlich, daß die Hauptlinie eine enge Doppellinie ist. Die Berechnung weist auf einen Trabanten bei + 0,010 Å.-E. hin; das stimmt überein mit den Beobachtungen von Fabry und Perot, die einen Trabanten bei + 0,008 Å.-E. angeben, und mit denen von Barnes, der einen bei + 0,01 angibt. Wir haben diesen Trabanten

Digitized by Google

mit in das Diagramm der Fig. 3 aufgenommen und ihn auf die positive Seite gesetzt. Die Forscher auf diesem Gebiete stimmen anscheinend ziemlich dahin überein, daß die Hauptlinie eine enge Doppellinie ist, die sich nur bei sehr hohem Auflösungsvermögen und bei sehr niedriger Dichtigkeit des Dampfes zerlegen läßt. Es mag nebenher Erwähnung finden, daß die Helligkeitskurven, die man mit dem Michelsonschen Interferometer erhält, das einzige Mittel bilden, solche Linien aufzulösen, die tatsächlich ineinander untergehen, oder die Lichtverteilung innerhalb einer Linie zu erhalten. Dies ist, wie man sich erinnern wird, für die Linie H_α, $\lambda = 6563$ Å.-E., geschehen, längst ehe zahlreiche Spektroskopiker angenommen hatten, daß diese Linie doppelt sei. Wir müssen uns auch gegenwärtig halten, daß eine scheinbare Linienverdoppelung von einer Umkehrung herrühren kann. Indessen läßt sich in der Regel sehr einfach entscheiden, ob eine Linie eine richtige Doppellinie oder eine umgekehrte Linie ist: Im ersteren Falle muß die Trennung bei geringer Dichte des Dampfes am stärksten ausgeprägt sein; im letzteren Falle muß die scheinbare Trennung mit der Dichte des Dampfes zunehmen.

An der Fig. 10 werden wir wahrnehmen, daß schwache Minima angenähert bei 112, 123, 140, 152, 164, 180, 190, 200 usf. vorhanden sind, die sich in der gestrichelten Kurve nicht finden. Diese Minima deuten darauf hin, daß in der Röhre, die Michelson benutzte, ein schwacher Trabant in etwas mehr als dem doppelten Abstande des Haupttrabanten vorhanden war. Aus der Kurve ergibt sich sein Abstand durch Rechnung zu 0,23 Å.-E., und es ist zweifellos dieselbe Linie wie die von uns bei —0,233 Å.-E. beobachtete. Wir haben sie deshalb gleichfalls mit in das Diagramm der Fig. 3 aufgenommen. Fig. 7 zeigt, wie sich die relative Intensität dieses Trabanten ändert, wenn nicht mehr die Cooper-Hewitt-Lampe die Strahlungsquelle bildet, sondern ein kleiner Quecksilberlichtbogen. In der Cooper-Hewitt-Lampe (unteres Spektrum) ist dieser Trabant der Haupttrabant, während in dem kleinen Quecksilberbogen mehrere andere Trabanten von gleicher oder größerer Stärke vorhanden sind. Die Intensität dieses Trabanten scheint besonders empfindlich gegen eine Veränderung der Bedingungen zu sein, und in den Röhren, nach denen die Helligkeitskurven aufgenommen worden sind, war er zweifelsohne einer der schwächeren Trabanten und wurde deshalb übersehen.

Die violette Linie $\lambda = 4358$ Å.-E. läßt sich mit dem Auge nicht leicht beobachten, aber die Ergebnisse, die Michelson im Jahre 1892 erhalten hat, sind auch hier beachtenswert. Michelson gibt einen Trabanten bei + 0,17 Å.-E. „und zwei schwächere nahe an der Hauptlinie" an. Wenn wir die Hälfte des Haupttrabanten auf jede Seite setzen und die schwächeren den Angaben entsprechend ansetzen, so erhalten wir das Ergebnis, wie es Fig. 4 angibt. Die beträchtliche Anzahl von Linien, die einige Beobachter gefunden haben, mag das Ergebnis von Umkehrungen sein; wächst doch bekanntlich die Neigung zur Umkehr gegen das Violett zu. Man darf auch nicht vergessen, daß man sorgfältig darauf achten muß, daß die photographische Platte scharf auf die Linien eingestellt sein muß, da man sonst bei diesen Linien, wie bei anderen, sonderbare Ergebnisse erhält. Möglicherweise waren auch einige Teile der benutzten optischen Anordnung für das gelbe und das grüne Gebiet hinlänglich genau, aber nicht für dieses Gebiet kürzerer Wellenlängen und größerer Brechbarkeit. Ein Instrument wie die Lummer-Gehrckesche Platte, die das Licht reflektiert, würde gegen einen Fehler in den Flächen besonders empfindlich sein, und ein Fehler, der im Grün und im Gelb zu vernachlässigen sein würde, könnte im Violett ernste Folgen haben. Die ganz ausgezeichnete Übereinstimmung unserer Ergebnisse mit denen v. Baeyers bei den größeren Wellenlängen und die verhältnismäßig schlechte Übereinstimmung bei $\lambda = 4358$ Å.-E. läßt die Möglichkeit irgendeiner Fehlerquelle vermuten. Man wird indessen bedenken müssen, daß die Trabanten bei verschiedenen Röhrenformen ein sehr verschiedenes Aussehen haben können. Bei dem oben erwähnten kleinen Bogen haben die fünf Trabanten der Linie $\lambda = 4358$ Å.-E. alle nahezu gleiche Intensität.

Die Linie bei $\lambda = 4358$ Å.-E. bringt auch den größten Nachteil des Stufengitters und der Interferenzplatte zur Geltung, nämlich die durch das Übereinandergreifen der Ordnungen entstehende Zweideutigkeit. Galitzin schildert seinen Trabanten bei + 0,126 Å.-E. als sehr stark und sagt weiter: „er erscheint zuweilen doppelt und aus zwei nahen Linien bestehend". Auf einigen seiner Platten bestimmte er die Lage dieser beiden Linien und erhielt für ihre Wellenlängen + 0,118 Å.-E. und + 0,131 Å.E. Wir haben bei + 0,126 Å.-E. keine Linie gefunden, wohl aber eine Linie bei + 0,118 Å.-E. Galitzin gibt seine Konstante bei dieser Wellenlänge zu 0,286 an, und die Linie bei + 0,131 Å.-E. hätte gerade so gut bei — 0,155 Å.-E., in genauer Übereinstimmung mit unserer Linie bei — 0,155 Å.-E. angenommen werden können. Galitzin bezeichnet auch die Linie bei — 0,092 Å.-E. als sehr stark und bemerkt mit Bezug auf sie: „Bei dem Trabanten B_1 kann man ebenfalls

Digitized by Google

eine Verdoppelung vermuten, aber die Erscheinung ist sehr undeutlich" usw. Wir fanden einen Trabanten bei — 0,088 Å.-E. und einen anderen bei + 0,194 Å.-E., also genau bei der Wellenlänge, die diesem Trabanten zuzuschreiben sein würde, wenn man ihn als auf der positiven Seite liegend ansehen würde. Wir betrachten deshalb Galitzins Linie bei —0,092 Å.-E. als aus unseren beiden Linien — 0,088 Å.-E. und + 0,194 Å.-E. zusammengesetzt. Weiter ist das Mittel aus seinen beiden Linien bei + 0,053 Å.-E. und + 0,027 Å.-E. bei + 0,040 Å.-E., also genau an der Stelle eines unserer Trabanten. Wir haben deshalb die Galitzinschen Trabanten unter „G." in die Fig. 4 und in die Tabelle IV eingeordnet, und die Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen ist ausgezeichnet.

Wir glauben nicht, daß mit unseren Ergebnissen das letzte Wort über die Auflösung der Hauptlinien des Quecksilbers mit Hilfe von Gittern gesprochen ist. Wenn größere Gitter zur Verfügung stehen werden, und ebenso Linsen von größerer Brennweite für die Littrowsche Anordnung, und wenn man eine besonders auf Festigkeit und Temperaturbeständigkeit konstruierte Aufstellung verwendet, so könnte es möglich sein, einige der von uns als Einzellinien angegebenen Linien in Doppellinien aufzulösen. Es scheint somit auf der violetten Seite der Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. ein Triplett vorhanden zu sein. Darauf wiesen deutlich die Ergebnisse hin, die Lemon bei seinen eingangs erwähnten Versuchen mit dem Stufengitter erhalten hat. Unsere Linie bei — 0,054 Å.-E. könnte wohl eine Vermischung der Linien sein, die Galitzin und v. Baeyer bei — 0,048 Å.-E. und — 0,068 Å.-E. angegeben haben. Diese Gruppe sieht bei Gitterbeobachtungen verwaschen aus, und die Linien lassen sich auf den Photogrammen schwer deutlich auflösen. Wir sind indessen fest überzeugt, daß alle von uns angeführten Linien wirklich vorhanden sind, und daß, abgesehen von der möglichen Auflösung einiger Linien in Doppellinien, in der Cooper-Hewitt-Lampe weiter keine enthalten sind, es seien denn solche, deren Intensität von der Größenordnung $^1/_{100}$ von jener der Hauptlinie ist.

Zum Schlusse möchten wir Herrn Professor Michelson für die Erlaubnis zur Benutzung seines prächtigen Gitters und seines Privatlaboratoriums, in dem wir sämtliche Photogramme aufgenommen haben, herzlichst danken.

Ryerson Physical Laboratory, Universität Chicago, im Januar 1910.

(Nach den Korrekturbogen aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé).

(Eingegangen 17. Februar 1910.)

Über Stromschwankungen bei Stoßionisation.

Von Edgar Meyer.

(Nach gemeinsam mit Herrn Adolf Müller angestellten Versuchen.)

§ 1. Hat man (im einfachsten Falle) einen einheitlichen radioaktiven Körper vor sich, so ist die pro Zeiteinheit ausgesandte Anzahl Strahlenteilchen nicht konstant, auch wenn man von dem exponentiellen Abklingungsgesetze der radioaktiven Körper absieht. Diese Schwankungen der Strahlung sind bekanntlich von E. v. Schweidler[1]) theoretisch vorhergesagt und von mehreren Seiten[2]) der experimentellen Untersuchung unterworfen worden. Im folgenden sollen sie als „Schweidlersche Schwankungen" bezeichnet werden.

Mißt man nun diese Schweidlerschen Schwankungen an dem Sättigungsstrome, der von dem radioaktiven Körper in einem Gase erzeugt wird, so ist der absolute Betrag der beobachteten Schwankung ε gegeben als[3])

$$\varepsilon = \sqrt{Z} \cdot CE, \qquad (1)$$

wo Z die pro Zeiteinheit zerfallende Anzahl radioaktiver Atome, E das Elementarquantum der Elektrizität und C die von jedem Strahlenteilchen im Gase gebildete Anzahl Ionen bedeutet.

Hat man nun zur Untersuchung nur eine geringe Strahlendichte, also kleines Z, oder aber Strahlen von geringem Ionisierungsvermögen, also kleines C, vor sich, so kann es leicht kommen, daß auch die größte erreichbare Elektrometerempfindlichkeit zur Messung der Schwankungen nicht mehr ausreicht. Es liegt dann nahe, die bekannte schöne Methode von Rutherford und Geiger[4]) anzuwenden. Bei dieser wird das Ionisierungsvermögen eines Teilchens automatisch mit Hilfe der, besonders von Townsend[5]) studierten Erscheinung der Ionisation durch Stoß, vergrößert.

Wendet man nun diese Rutherford-

1) Egon v. Schweidler, Premier Congrès international pour l'étude de la Radiologie et de l'Ionisation, Liège 1905; Beibl. **31**, 356, 1907.

2) K. W. Fritz Kohlrausch, Sitzber. Wiener Akad. **115**, Abt. IIa, 673, 1906; Edgar Meyer und Erich Regener, Ann. d. Phys. (4) **25**, 757, 1908; Hans Geiger, Phil. Mag. (6) **15**, 539, 1908; Zusammenfassender Bericht: Edgar Meyer, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **5**, 423, 1908; **6**, 242, 1909; vgl. ferner die theoretischen Erörterungen von Norman Campbell, Proc. Camb. Phil. Soc. **15**, 117, 1909.

3) Gültig für den Fall, daß beim Zerfall eines radioaktiven Atoms nur ein Strahlenteilchen ausgesandt wird. Vgl. Edgar Meyer, Zusammenfassender Bericht l. c.

4) E. Rutherford und H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 141, 1908.

5) John S. Townsend, Phil. Mag. (6) **1**, 198, 630, 1901; **3**, 557, 1902; **5**, 389, 1903; **6**, 598, 1903.

Digitized by Google

Geigersche Methode zur Messung der Schweidlerschen Schwankungen an, so ergeben sich nicht die einfachen Resultate, die man erwarten sollte, sondern es zeigen sich interessante neue Erscheinungen, über die im folgenden berichtet wird.

§ 2. Die benutzte Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Das Glasgefäß G von 4,5 cm lichter Weite und etwa 0,8—1 mm Wandstärke, trägt in dem rechten Ansatzrohre eingekittet eine Messingelektrode A (Scheibe von 3 cm Durchmesser). Ihr gegenelektrostatischen Schutze vor sich. Das Glasgefäß kann mit trockner Luft gefüllt und dann mit einer Quecksilberpumpe auf einen beliebigen Gasdruck ausgepumpt werden. Zum Messen des Druckes diente ein einfaches unempfindliches McLeod-Manometer, das Drucke im Bereiche von 1—50 mm Hg gut zu messen gestattete. Alle Kittstellen wurden mit weißem Siegellack[1]) hergestellt.

A ist nun über den Amylalkoholwiderstand D mit der Hochspannungsakkumulatorenbatterie B_{III} verbunden. Die Spannung von B_{III} konnte

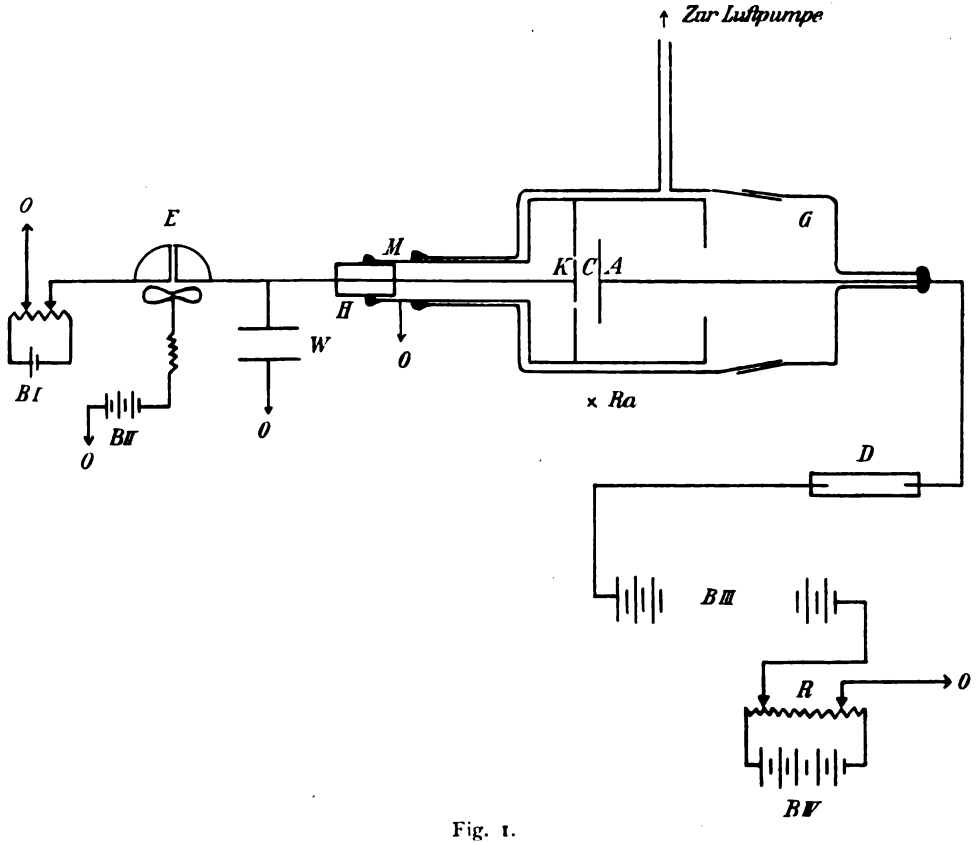


Fig. 1.

über im Abstande von ungefähr 5 mm befindet sich eine ähnliche Elektrode K von 1 cm Durchmesser, die durch das gut polierte Hartgummistück H getragen wird. H selbst ist in das geerdete Messingrohr M eingekittet, dieses in das linke Ansatzrohr von G. Im Innern von G erweitert sich M zu einem größeren Messingrohre (Wandstärke etwa 0,1 mm), das der Glaswand eng anliegt. Innen trägt dieses weitere Rohr eine Querwand mit einer Bohrung von 12 mm Durchmesser, in die gerade K zu liegen kommt; nach hinten umschließt das Rohr die Elektrode A, wie es die Figur zeigt. Man hat also einen kleinen Kondensator C mit Schutzring und gutem

grob in Stufen von je 40 Volt bis 2000 Volt verändert werden. Um eine feine Regulierung des Potentials von A innerhalb Bruchteilen eines Volts ausführen zu können, ist eine 60-Volt-Akkumulatorenbatterie B_{IV} von großer Kapazität durch einen Doppelwiderstand R von Ruhstrat (ungefähr 1300 Ohm) geschlossen. Der eine Schiebekontakt liegt an B_{III}, der andere an Erde.

K ist mit dem einen Quadrantenpaare eines Dolezalekschen Elektrometers E verbunden, gleichzeitig liegt K über den Bronson-Wider-

1) Es wurde der ausgezeichnete weiße Siegellack Nr. 849A von Liliendahl in Neudietendorf (Thüringen) verwandt.

Digitized by Google

stand W an Erde, so daß die Elektrometerausschläge proportional den zur Erde fließenden Strömen sind[1]). Das andere Quadrantenpaar liegt an Erde oder kann zur teilweisen Kompensation des Ausschlags auf ein passendes Potential gebracht werden. Da dieses Kompensationspotential nie 2 Volt überschreitet, die Nadelladung aber etwa 100 Volt beträgt (Batterie B_{II}, Hochspannungsbatterie nach Krüger), so bleibt die Empfindlichkeit des Elektrometers konstant, wie auch besondere Versuche zeigten. Die Empfindlichkeit betrug meistens ungefähr 870 Doppelmillimeter pro Volt, ein Ausschlag von 1 Skalenteil (= 2 mm) entsprach also bei einer Kompensationsspannung von 2 Volt einer Stromänderung von etwa 0,06 Proz. Für den besten Schutz gegen elektrostatische Störungen war in der ganzen Anordnung Sorge getragen.

Bei *Ra* befanden sich zwei Radiumpräparate[2]), die das Gas im Kondensator C ionisierten.

§ 3. Gang der Versuche. Nachdem in G ein beliebiger Druck hergestellt war, z. B. von 2 mm *Hg*, wurde A auf ein Potential von etwa 300 Volt gebracht. Der dann von A nach K übergehende Strom war kaum meßbar. Steigerte man nun das Potential von A weiter, so stieg der Strom sehr schnell an, wenn man sich dem Entladepotential näherte. Es ist dieses die Erscheinung, die nach den schönen Untersuchungen von Townsend (l. c.) auf den Ionenstoß zurückzuführen ist. Hält man das Potential von A konstant, so zeigt sich aber, daß die Stellung der Elektrometernadel keine konstante ist. Die Nadel ist vielmehr in unaufhörlicher, unregelmäßiger Bewegung, damit Schwankungen des Stromes anzeigend.

§ 4. Wenn nun diese beobachteten Schwankungen nur die Schweidlerschen Schwankungen der Radiumpräparate wären, so sollte man folgendes erwarten[3]).

Drückt man die Stromschwankungen $\bar{\varepsilon}$ in Bruchteilen des mittleren gesamten Stromes i aus, so ist

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{i} \text{ oder nach Gleichung (1)}$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{Ce}{i}\sqrt{Z}. \qquad (2)$$

Wenn man das Potential von A z. B. so weit erhöht, daß der Strom auf den doppelten Betrag gestiegen ist, so wird auch jedes primär durch die Strahlung gebildete leitende Teilchen durch Stoß die doppelte Anzahl Teilchen gebildet haben, mit anderen Worten i ist proportional C. Es müßte also $\bar{\varepsilon}$ unabhängig von der Stromstärke sein. Trägt man die $\bar{\varepsilon}$ als Ordinaten, die Stromstärken als Abszissen auf, so sollte man eine Gerade erwarten, die der Abszissenachse parallel verläuft in einem Abstande, der der bei Sättigungsstrom gemessenen Schweidlerschen Schwankung $\bar{\varepsilon}_0$ entspricht. Dieses ist aber, wie die Versuche zeigen, nicht der Fall.

§ 5. In den Tabellen 1—5 sind die beobachteten $\bar{\varepsilon}$-Werte bei den Drucken $p = 0{,}81$; 1,3; 1,9; 2,2 und 3,16 mm *Hg* mit den zugehörigen Stromwerten (ausgedrückt in Elektrometerausschlägen) eingetragen. Die Größe des Bronson-Widerstandes (gemessen durch die Aufladezeit einer Kapazität und korrigiert auf die mittlere Zeit der Versuche) betrug $5{,}47 \cdot 10^{10}$ Ohm. Die Größen $\bar{\varepsilon}$ wurden für jeden Punkt aus etwa 50—100 Umkehrpunkten der Elektrometernadel berechnet, wie es in der früheren Arbeit von Erich Regener und dem Verfasser (l. c.) angegeben ist. Diese Beobachtungsmethode ist genügend genau, wie schon damalige besondere Versuche und Berechnungen gezeigt hatten. Der Einwurf des Herrn N. Campbell (l. c.), daß man leicht bei dieser Art der Beobachtung kleine Ausschläge übersieht, kommt daher nicht in Frage.

Tabelle 1[1]). $p = 0{,}81$

i	$\bar{\varepsilon}$
620	0,0269
367	399
141	758
723	0,0299
361	360
141	732
1254	0,0191
838	211
627	249
377	400
223	557
119	729
63	563
39	534
175	0,0600
76	791
33	403

Tabelle 2. $p = 1{,}3$

i	$\bar{\varepsilon}$
1194	0,0212
874	234
576	294
359	355
264	360
194	530
143	502
105	372
71	302
58	216

Tabelle 3. $p = 1{,}9$

i	$\bar{\varepsilon}$
1289	0,0178
900	216
686	254
392	316
308	308
199	428
154	420
125	327
72	254
42	161

1) Es sind 4 verschiedene Beobachtungsreihen angegeben.

1) Es ist die bekannte „Bronsonsche Methode der konstanten Ausschläge". H. L. Bronson, Phil. Mag. (6) 11, 143, 1906.

2) Die Präparate hatten eine Stärke von etwa 1000 bzw. 2000 Einheiten.

3) Die ionisierenden Strahlen hatten vom *Ra* aus zuerst eine Glasdicke von etwa 1 mm (Behälter des *Ra*) zu durchlaufen, dann die 0,8—1 mm dicke Glaswand des Gefäßes G und darauf die Wandung des weiten Messingzylinders in G. Es ist daher anzunehmen, daß zum allergrößten Teile die γ-Strahlen zur Wirkung kommen. Da aber jeder γ-Strahl nach unseren bisherigen Kenntnissen mit dem Zerfall eines Atoms genetisch verknüpft ist, so müssen auch die γ-Strahlen die Schweidlerschen Schwankungen anzeigen.

Digitized by Google

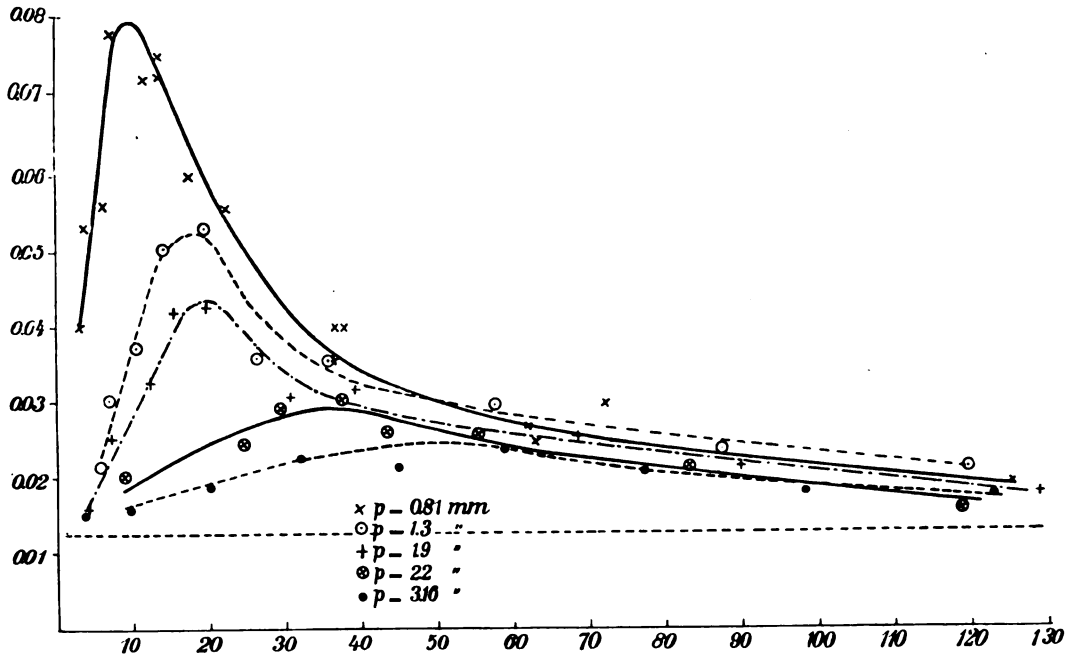


Fig. 2.

Tabelle 4.

$p = 2{,}2$

i	ε
1186	0,0155
834	214
554	256
434	260
374	306
297	291
247	245
91	201

Tabelle 5.

$p = 3{,}16$

i	$\bar{\varepsilon}$
1231	0,0175
982	180
450	211
773	209
588	238
321	226
202	185
98	159
39	153

Zu bemerken ist, daß man vor dem Beginn jeder Messung lange Zeit warten muß, bis sich der Druck genügend ausgeglichen hat, da man sonst eine stetige Zu- oder Abnahme der Elektrometerausschläge beobachtet. Die Elektrometernadel muß während des ganzen Versuches immer um dieselbe Gleichgewichtslage herumpendeln. Die Genauigkeit der einzelnen ε-Werte beträgt etwa 5—10 Proz. (Um eine Genauigkeit von 1 Proz. zu haben, müßte man für jeden Punkt etwa 10000 Ablesungen machen.)

Die Resultate sind in Fig. 2 graphisch dargestellt. Man bemerkt, daß man nicht das erwartete Resultat von § 4 erhalten hat. Die Kurven schneiden nach kleinen Stromwerten hin die Ordinatenachse etwa bei dem Wert $\bar{\varepsilon} = 0{,}0125$, bei größeren Stromstärken scheinen sich die Kurven einem ähnlichen ε-Werte wieder asymptotisch zu nähern. Dazwischen aber tritt bei jeder Kurve ein Maximum auf, dessen absolute Größe mit wachsendem Druck abnimmt und sich zu höheren Stromwerten hin verschiebt.

Es sieht also gerade so aus, als ob sich über die Schweidlerschen Schwankungen (dargestellt durch die punktierte gerade Linie) eine neue Schwankung überlagert, deren Wert bei kleinem i Null ist, dann zu einem Maximum ansteigt, um bei großem i wieder zu verschwinden.

§ 6. Ohne weiteres ist ersichtlich, daß die sich überlagernde Schwankung nicht etwa durch die Schweidlersche Schwankung des im Bronsonwiderstande befindlichen Poloniums herrühren kann. Denn bei denselben Stromstärken (also derselben durch den Bronsonwiderstand fließenden Elektrizitätsmenge) ist ja die Schwankung bei verschiedenen Gasdrucken verschieden groß. Auch andere Erklärungsmöglichkeiten, wie etwa durch die an den Elektroden erregten Sekundärstrahlen, oder nicht zu vernachlässigende Rekombination[1]) scheinen nicht auszureichen. Es liegt daher nahe, das Gas selbst für die Schwankungen verantwortlich zu machen, und daran zu denken, daß die freie Weglänge, auf der die Elektronen oder Ionen die zum Ionisieren nötige kinetische Energie erhalten, nicht

1) Herr Dr. Rudolph Seeliger machte mich darauf aufmerksam, daß in der Nähe des Entladepotentials wieder Rekombination auftreten muß. Mir scheint, daß dieser Effekt wohl eine Vergrößerung, nicht aber eine Verkleinerung der $\bar{\varepsilon}$-Werte mit wachsendem i hervorbringen könnte.

Digitized by Google

konstant ist, sondern selbst Schwankungen unterworfen sei. Das ist die Grundidee der folgenden Theorie, die trotz der geringen Anzahl Annahmen zur Erklärung der Erscheinung auszureichen scheint.

§ 7. Theorie der Erscheinung. Wir sehen im folgenden vorläufig von der reinen Schweidlerschen Schwankung ab, wollen also die Kurven zu erklären versuchen, die man erhält, wenn man in Fig. 2 die Abszissenachse um das Stück $\varepsilon = 0{,}0125$ nach oben verschiebt.

Wir betrachten zuerst den Stoß der negativen Teilchen allein, die in unserem Falle aller Wahrscheinlichkeit nach nur Elektronen[1]) sind, und nehmen als einfachstes an, daß dann Ionisation eintritt, wenn beim Zusammenstoße mit einem neutralen Gasmolekül das Elektron eine genügende kinetische Energie besitzt. Diese kinetische Energie W erhält das Elektron auf seinem frei durchlaufenen Wege λ. Haben wir ein homogenes elektrisches Feld von der Feldstärke $\mathfrak{E}$, und bezeichnen wir mit E das elektrische Elementarquantum, so ist

$$W = E\,\mathfrak{E}\,\lambda .$$

Bezeichnen wir mit K den Minimalwert der Energie, der mindestens erreicht sein muß, damit beim Stoß Ionisation eintreten kann, so ist $W = E\,\mathfrak{E}\,\lambda > K$, oder es muß sein

$$\lambda > \frac{K}{E\cdot\mathfrak{E}} . \qquad (3)$$

Wären die freien Weglängen aller Elektronen einander gleich, so müßte bei einer ganz bestimmten Feldstärke $\mathfrak{E}' = \frac{K}{E\lambda}$ plötzlich die Stoßionisation eintreten. Da aber die freien Weglängen nach dem Maxwellschen Verteilungsgesetze verteilt sind, so kommen auch bei einer Feldstärke $\mathfrak{E} < \mathfrak{E}'$ schon Stöße vor, die zur Ionisation führen, da es Werte von λ gibt, die groß genug sind.

Nennen wir die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_n, so ist die Wahrscheinlichkeit für das Vorkommen einer bestimmten freien Weglänge λ gegeben durch

$$e^{-\frac{\lambda}{\lambda_n}} .$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3) erhalten wir also als Wahrscheinlichkeit P dafür, daß bei einer Feldstärke $\mathfrak{E}$ bei einem beliebigen Stoße Ionisation eintritt:

$$P = e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} .$$

Die Wahrscheinlichkeit Q, daß bei einem beliebigen Stoße keine Ionisation eintritt, ist dann:

$$Q = \left(1 - e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}}\right) .$$

Ist die Feldkraft so groß, daß man auch Stoßionisation durch die positiven Ionen erhält (vgl. weiter unten), so gelten auch hier dieselben Beziehungen. Es wird dann analog:

$$P' = e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}} \quad \text{und}$$

$$Q = \left(1 - e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}}\right),$$

wobei λ_p die mittlere freie Weglänge der positiven Ionen darstellt, K' die Minimalenergie zur Ionisation des neutralen Molekels durch ein positives Ion.

Können nun in einer endlichen Reihe von N-Versuchen nur zwei einander ausschließende Ereignisse mit den Wahrscheinlichkeiten P bzw. Q vorkommen, so ist das Resultat Schwankungen Δ unterworfen, und zwar ist das mittlere Schwankungsquadrat gegeben als[1])

$$\Delta^2 = PQN .$$

Wendet man dieses auf die Stoßionisation an, so muß also die Schwankung, d. h. die Abweichung Δ der in einer bestimmten Zeiteinheit gebildeten Anzahl neuer Elektronen von der im Mittel pro Zeiteinheit gebildeten Anzahl, sein:

$$\Delta^2 = e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} \left(1 - e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}}\right) \cdot N_n .$$

Diese Gleichung gilt, wenn nur die Elektronenstöße allein wirksam sind; N_n bedeutet die pro Zeiteinheit überhaupt vorkommende Anzahl von Elektronenstößen, gleichgültig, ob es bei dem einzelnen Stoße zu einer Ionisation kommt oder nicht.

Kommen auch die positiven Ionen mit zur Wirkung, so muß gelten

$$\left.\begin{aligned} \Delta^2 = {} & e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} \left(1 - e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}}\right) N_n \\ & + e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}} \left(1 - e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}}\right) N_p , \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

wobei N_p dieselbe Bedeutung für die Ionen hat, wie N_n für die Elektronen.

Dieser Ausdruck läßt sich vereinfachen. Townsend (l. c.) hat nämlich für verschiedene Gasdrucke und Feldstärken die Anzahl α bzw. β der pro Zentimeter Weglänge von einem Elektron oder von einem positiven Ion durch Stoß erzeugten neuen leitenden Teilchen bestimmt. Ist nun λ_n die mittlere freie Weglänge des Elektrons, so ist $\frac{1}{\lambda_n}$ die pro Zentimeter überhaupt stattfindende Anzahl Zusammenstöße. Also muß sein:

$$\left.\begin{aligned} \alpha = \frac{1}{\lambda_n} e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} \quad \text{oder} \quad & e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} = \alpha\,\lambda_n \\ \text{Ebenso} \qquad & e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}} = \beta\,\lambda_p . \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

1) Das geht aus den Arbeiten Townsends (l. c.) hervor.

1) Vgl. z. B. meinen zusammenfassenden Bericht l. c.

Digitized by Google

Dieses in Gleichung (4) eingesetzt, ergibt:
$\overline{\Delta^2} = \alpha\lambda_n(1-\alpha\lambda_n)N_n + \beta\lambda_p(1-\beta\lambda_p)N_p$. (6)

Beziehen wir alles auf die Sekunde, so ist N_n bzw. N_p die Gesamtzahl der Stöße pro Sekunde. Bezeichnen wir mit i den Gesamtstrom, mit i_0 den Sättigungsstrom, so ist, wie leicht ersichtlich, der nur durch Ionenstoß erzeugte Stromanteil:

$i - i_0 = N_n e^{-\frac{K}{E\mathfrak{G}\lambda_n}} \cdot E + N_p e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{G}\lambda_p}} \cdot E$ oder die Werte von (5) eingesetzt:

$$i - i_0 = N_n \alpha\lambda_n E + N_p \beta\lambda_p E. \qquad (7)$$

Bedenkt man nun noch, daß die gesamte Anzahl der Stöße der Elektronen zu der gesamten Anzahl der Stöße der positiven Ionen sich umgekehrt verhalten muß wie die bzw. mittleren freien Weglängen, so hat man:

$$\frac{N_n}{N_p} = \frac{\lambda_p}{\lambda_n}. \qquad (8)$$

Aus dem Gleichungssystem (6), (7) und (8) ergibt sich dann leicht:

$$\overline{\Delta^2} = \frac{i - i_0}{E(\alpha+\beta)}[\alpha(1-\alpha\lambda_n) + \beta(1-\beta\lambda_p)] \qquad (9)$$

oder als Stromschwankung

$$\sqrt{\overline{\Delta_i^2}} = \sqrt{\frac{i - i_0}{(\alpha+\beta)} E[\alpha(1-\alpha\lambda_n) + \beta(1-\beta\lambda_p)]}.$$

Drückt man die Schwankung noch in Bruchteilen des mittleren gesamten Stromes aus, so hat man:

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\overline{\Delta_i^2}}}{i} = \sqrt{\frac{i-i_0}{i^2} \cdot \frac{E[\alpha(1-\alpha\lambda_n)+\beta(1-\beta\lambda_p)]}{(\alpha+\beta)}}. \qquad (10)$$

Will man die gesamte beobachtete Schwankung haben, also die dem Strahlungspräparate eigentümliche Schweidlersche Schwankung einbegriffen, so addiert sich diese einfach und man hat:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{i-i_0}{i^2} \cdot \frac{E[\alpha(1-\alpha\lambda_n)+\beta(1-\beta\lambda_p)]}{(\alpha+\beta)} + \frac{C^2\left(\frac{i}{i_0}\right)^2 E^2 Z}{i_0}}. \qquad (11)$$

Hierbei bedeutet $C_{i_0}^{i}$ die von jedem Strahlenteilchen (oder von jedem γ-Strahlimpuls) im Kondensator gebildete Anzahl Teilchen einer Art bei dem Multiplikationsverhältnisse $\frac{i}{i_0}$.

§ 8. Wie man ohne weiteres sieht, wird der allgemeine Verlauf der Kurven von Fig. 2 durch Gleichung (11) dargestellt. Ist der durch Stoß erzeugte Strom Null, also $i = i_0$, so wird das erste Glied unter der Wurzel Null, es bleibt die reine Schweidlersche Schwankung, nämlich

$\varepsilon = \bar{\varepsilon} i_0 = CE\sqrt{Z}$ identisch mit Gleichung (1).

Wird der durch Stoß erzeugte Strom sehr groß, so wird $\frac{i - i_0}{i^2} = 0$, man erhält dasselbe Resultat. Zwischen diesen beiden i-Werten muß also ein Maximum von $\bar{\varepsilon}$ liegen.

§ 9. Die Gleichung (10) enthält nun nur Werte, die experimentell bestimmbar sind, so daß man prüfen kann, ob die berechneten Kurven $\bar{\varepsilon} = f(i)$ mit den beobachteten übereinstimmen. Es ist dazu die Berechnung von i notwendig, also des Stromes, der in einem Plattenkondensator zustande kommt, wenn ein äußerer Ionisator in ihm eine gleichmäßige Volumionisation hervorbringt und sowohl die Elektronen als auch die positiven Ionen durch Stoß ionisieren. Man erhält hierfür[1]):

$$i = \frac{i_0}{\alpha l} \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha-\beta)}}, \qquad (12)$$

worin i_0 den gewöhnlichen Sättigungsstrom und l den Abstand der Platten bedeutet. α und β haben dieselbe Bedeutung wie oben.

---

1) Herr H. Reißner hatte die große Liebenswürdigkeit, mir die folgende Ableitung dieser Formel zu geben. Ich bin ihm dafür zu großem Danke verpflichtet.

Man betrachte einen zu den Kondensatorplatten senkrecht stehenden Streifen von dem Querschnitte 1 und der Länge l gleich dem Abstande der Platten, und nenne x die Entfernung eines Punktes des Streifens von der einen Platte. Ferner sei N_0 die Zahl der in der Zeiteinheit und Volumeneinheit durch die äußere Bestrahlung erzeugten Teilchen einer Art, A und B die dort pro Volumeneinheit zur Zeit t vorhandenen Elektronen bezw. positiven Ionen, v_1 bezw. v_2 die mittleren Geschwindigkeiten der negativen bezw. positiven Teilchen und α und β mögen die oben angegebenen Bedeutungen haben. Dann ergibt sich zunächst die zeitliche Änderung der Dichten beider Teilchenarten aus der Erzeugung und Zuströmung durch die folgenden Gleichungen:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\frac{\partial A}{\partial x} v_1 + A\alpha v_1 + B\beta v_2 + N_0$$
$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\partial B}{\partial x} v_2 + A\alpha v_1 + B\beta v_2 + N_0.$$

Im stationären Zustande werden die linken Seiten gleich Null und man erhält zwei simultane totale lineare Differentialgleichungen erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten, deren Integrale lauten:

$$A = \xi_1 e^{(\alpha-\beta)x} + \xi_2 - \frac{N_0}{2\alpha v_1}$$
$$B = -\xi_1 \frac{v_1}{v_2} e^{(\alpha-\beta)x} - \xi_2 \frac{\alpha v_1}{\beta v_2} - \frac{N_0}{2\beta v_2}$$

wo ξ_1 und ξ_2 Integrationskonstanten sind.

Als Grenzbedingungen sind nun einzuführen:

Die Anzahl der pro Zeiteinheit aus dem Felde herausgeschafften Elektronen bezw. positiven Ionen muß dieselbe sein, also:

$$A_l \cdot v_1 = B_0 \cdot v_2.$$

Ferner muß die Dichte der positiven Ionen an der positiven Platte gleich Null sein, was aus der zweiten Differentialgleichung hervorgeht, wenn man festsetzt, daß

Digitized by Google

Tabelle 6.

$p = 1$ mm Hg; $i_0 = 1$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}044$.

$\mathfrak{E}$	α	β	$i = \frac{i_0}{\alpha l} \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha-\beta)}}$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
300	4,44	0,0053	3,73	0,805	0,397
350	5,13	0,0141	4,80	0,774	0,358
400	5,83	0,0229	6,42	0,743	0,313
450	6,39	0,0400	8,49	0,719	0,273
500	6,95	0,0577	11,9	0,694	0,231
550	7,41	0,0776	17,5	0,674	0,190
600	7,87	0,0987	31,5	0,654	0,142
650	8,33	0,120	118	0,633	0,073
660	8,40	0,124	201	0,630	0,056
670	8,48	0,128	1171	0,627	0,023
700	8,70	0,140	∞		0,000

α und β sind aus den Arbeiten Townsends als Funktion der Feldstärke und des Druckes bekannt, und zwar sind zu der folgenden Berechnung die α-Werte der Fig. 4, Phil. Mag. (6) **3**, 571, 1902, die β-Werte der Fig. 3, Phil. Mag. (6) **6**, 610, 1903 entnommen. Die Berechnung ist ausgeführt für die Drucke $p = 1$ mm, $p = 2$ mm Hg und den Elektrodenabstand $l = 0{,}5$ cm. Die Werte von β unterhalb $\mathfrak{E} = 350$ resp. 700 Volt pro Zentimeter mußten allerdings extrapoliert werden, da die Townsendschen Bestimmungen nicht weit genug gehen, was einige Unsicherheit bei den betreffenden Stromwerten ergibt.

Mit genügender Annäherung läßt sich noch Gleichung (10) zur Berechnung vereinfachen, wenn man bemerkt, daß β nur $^1/_{300}$ bis $^1/_{900}$ von α ist. Es ergibt sich dann:

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2} E (1 - \alpha\lambda_n)}. \quad (10a)$$

Da es auch nur auf den Verlauf der Funktion ankommt, so kann E unter der Wurzel fortgelassen werden. Zur Berechnung fehlt nur noch λ_n. Wie eine leichte Rechnung zeigt[1]), ist bei Stoßionisation die Geschwindigkeit der neutralen Gasmolekel vermöge ihrer Temperatur gegenüber der Geschwindigkeit der Elektronen, die durch das elektrische Feld hervorgerufen ist, zu vernachlässigen. Die mittlere freie Weglänge eines sehr kleinen und sehr schnell bewegten Körpers ist aber nach Maxwell[2]) $4\sqrt{2}$ mal so groß wie die mittlere freie Weglänge der Gasmolekel, zwischen denen der kleine Körper bewegt wird. Dieses ergibt für λ_n bei $p = 1$ mm und 20^0

$$\lambda_n = 0{,}044 \text{ cm}.$$

In Tabelle 6 ist $\bar{\varepsilon}$ als Funktion von $\mathfrak{E}$ für den Druck $p = 1$ mm Hg, sowie die zur Berechnung nötigen Werte eingetragen. Der Sättigungsstrom ist willkürlich $i = 1$ gesetzt.

Tabelle 7 enthält dasselbe für den Druck $p = 2$ mm, der Sättigungsstrom ist aber $i_0 = 2$ gesetzt. Das geschieht deshalb, weil bei gegebener Stellung des Ra in den Versuchen die primäre Ionisation proportional dem Drucke ist.

Die Berechnungen der Tabellen 6 und 7 gehen nur mit einiger Sicherheit bis $\mathfrak{E} = 300$ bzw. 600 Volt pro Zentimeter. Um auch ein Urteil über den Verlauf der Funktion unterhalb dieser Feldstärken zu haben, ist hierfür die Stoßionisation der positiven Ionen vernachlässigt, also $\beta = 0$ gesetzt, was keinen allzu großen Fehler mehr macht[3]). Der Gesamtstrom im Kondensator berechnet sich in diesem Falle als[4])

$$i = \frac{i_0}{\alpha l} \left(e^{\alpha l} - 1 \right).$$

---

aus der positiven Platte keine positiven Teilchen austreten, also

$$B_l = 0$$

(A_0 ist aber nicht etwa auch gleich Null, da man sich vorstellen muß, daß aus der negativen Platte Elektronen zur Neutralisation der positiven Ionen austreten).

Damit ergeben sich die Integrationskonstanten:

$$\xi_1 = \frac{N_0}{v_1 \alpha} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta) l}}$$

$$\xi_2 = \frac{-N_0}{2 v_1 \alpha} \cdot \frac{1 + \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta) l}}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta) l}}.$$

Der Strom für $x = 0$ bezw. $x = l$ ist daher:

$$i = E A_l v_1 = E B_0 v_2$$

oder

$$i = \frac{E N_0}{\alpha} \cdot \frac{e^{(\alpha-\beta) l} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta) l}}.$$

Hieraus ergibt sich Gleichung (12), wenn man bedenkt, daß $i_0 = N_0 l E$ ist.

1) John S. Townsend, Phil. Mag. (6), **1**, 209, 1901.

2) J. C. Maxwell, Phil. Mag. (4) **19**, 29, 1860.

3) Das ersieht man, wenn man in den Tabellen 6 und 8 die i-Werte bei $\mathfrak{E} = 300$, in den Tabellen 7 und 9 die i-Werte bei $\mathfrak{E} = 600$ vergleicht.

4) J. S. Townsend, Phil. Mag. (6), **1**, 207, 1901.

Digitized by Google

verloren gegangen. Der schwache Trabant der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. bei $-0{,}930$ Å.-E. ist auf dem Originalnegativ klar zu sehen. Die Hauptlinie von $\lambda = 5769$ Å.-E. ist schmal und scharf, und ihre Trabanten sind breit und verwaschen. Die Trabanten der Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. bei $-0{,}054$ Å.-E. und $-0{,}094$ Å.-E. sind auf den

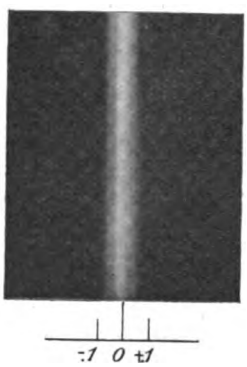


Fig. 5. $\lambda = 5769$ Å.-E.

Originalnegativen deutlich aufgelöst. Bei subjektiver Beobachtung sind die Trabanten bei $+0{,}083$ Å.-E. und $+0{,}130$ Å.-E. um ungefähr die dreifache Breite der Linien im Spektrum vierter Ordnung voneinander getrennt. Der Trabant bei $+0{,}217$ Å.-E. ist bei Verwendung der Cooper-Hewitt-Lampe als Strahlungsquelle scharf und sicher. Möglicherweise ist er im kleinen Lichtbogen eine Doppellinie, mit einer schwächeren Komponente bei $+0{,}217$ Å.-E. und

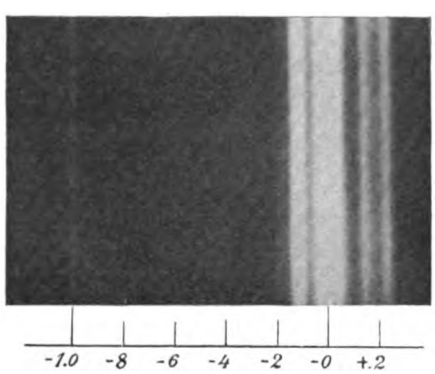


Fig. 6. $\lambda = 5790$ Å.-E.

einer wenig stärkeren bei ungefähr $+0{,}170$ Å.-E. Wir sind einstweilen noch nicht in der Lage, hierüber etwas Bestimmtes auszusagen. Der Effekt ist in der Wiedergabe vergrößert, vermutlich infolge Hinüberwischens eines Staubteilchens über die Platte während der Vertikalbewegung. Bei der Linie $\lambda = 4358$ Å.-E. ist der Trabant bei $+0{,}040$ Å.-E. auf einigen unserer besten Platten deutlich von der Hauptlinie getrennt und erscheint auf allen Platten der vierten und fünften Ordnung einfach als ein Gebiet mit verminderter Helligkeit. In der Wiedergabe scheint er aber in der Hauptlinie unterzugehen.

Wir benutzten folgende Plattensorten: für das Gelb Marke „Panchromatic" von Seed und Marke „Spektrum" von Cramer, für das Grün Marke „Medium Isochromatic" von Cramer, und für das Violett „27" von Seed. Unsere Platten wurden an einem Zeißschen Komparator ausgemessen und jeder Wert ist das Mittel aus einer Reihe von Einzelbestimmungen. Alle Werte dürften bis auf einige wenige Tausendstel einer Ångströmeinheit genau sein.

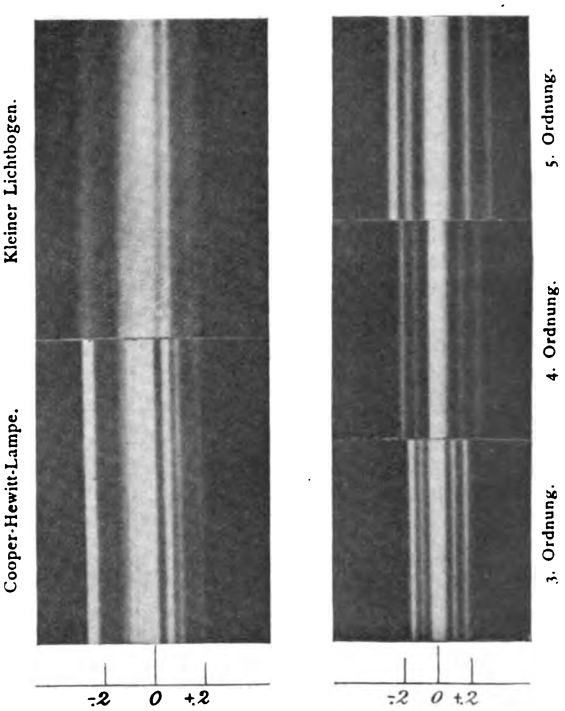


Fig. 7. $\lambda = 5461$ Å.-E. Fig. 8. $\lambda = 4358$ Å.-E.

Neben den sehr befriedigenden Ergebnissen, die wir mit dem Gitter erhalten haben, war der interessanteste Punkt der Arbeit, daß sich die von Professor Michelson im Jahre 1892 gewonnenen Ergebnisse mit solch bemerkenswertem Genauigkeitsgrade bestätigt fanden. Man muß sich vergegenwärtigen, daß jene Ergebnisse die allerersten auf diesem Gebiete gewesen sind, und daß sie mittels einer Methode erhalten worden sind, die einen so hohen Grad persönlicher Geschicklichkeit erfordert, daß niemand sie seither erfolgreich angewendet hat, und daß schließlich die ganze Untersuchung gewissermaßen nur neben der wichtigeren Aufgabe herging, die Anzahl der auf das Meter entfallenden Wellenlängen zu bestimmen.

Digitized by Google

Es scheint nicht allgemein bekannt zu sein, daß es möglich ist, bei Verwendung des Michelsonschen Interferometers zu entscheiden, ob ein Trabant auf der roten oder auf der violetten Seite einer Linie liegt. Zwar hat Michelson keinen Versuch hierzu unternommen, doch hat er in der Originalveröffentlichung ganz klar den Weg hierzu gezeigt. Die Streifen in einem Minimum sind um einen vollkommen bestimmten Bruchteil einer Streifenbreite verzögert, wenn der Trabant auf der violetten Seite der Hauptlinie liegt, und sie eilen um einen vollkommen bestimmten Bruchteil einer Streifenbreite vor, wenn der Trabant auf der roten Seite liegt. Falls die Helligkeitskurve Trabanten anzeigt, während in einem Minimum keine derartige Verschiebung vorliegt, so müssen zwei Trabanten vorhanden sein, die in gleichen Abständen von der Hauptlinie zu beiden Seiten dieser liegen. Durch Vergleichung der Streifen mit denen einer Linie, die keine Trabanten hat, beispielsweise der roten Kadmiumlinie $\lambda = 6438$ Å.-E., kann man die sogenannte Phasenkurve zeichnen, d. h. eine Kurve, in welcher die Gangunterschiede der interferierenden Strahlen die Abszissen und die von Trabanten herrührenden Verschiebungen der beobachteten Streifen die Ordinaten sind. Die Helligkeitskurve und die Phasenkurve zusammen liefern eine völlig unzweideutig bestimmte Lösung.

Der Michelsonsche Wert für den Abstand des Trabanten der Linie $\lambda = 5769$ Å.-E. ist zwar vielfach zitiert worden, doch ist anscheinend noch niemand auf den Gedanken gekommen, die Helligkeitskurve nachzuprüfen. Die Helligkeitskurven der Linien $\lambda = 5769$ Å.-E. und $\lambda = 5790$ Å.-E. sind in Fig. 9 wiedergegeben.

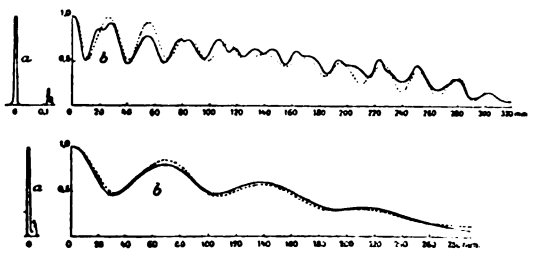


Fig. 9.

Ein Blick auf diese Figur genügt, um erkennen zu lassen, daß die Minima der Linie $\lambda = 5769$ Å.-E. ein wenig mehr als doppelt so weit auseinander liegen, wie die von den Haupttrabanten der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. herrührenden. Der Trabant der Linie $\lambda = 5769$ Å.-E. muß daher etwas weniger als halb so weit von seiner Hauptlinie entfernt liegen als der Haupttrabant der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. Bei einer Neuberechnung ergibt sich sein Abstand zu 0,043 Å.-E., und nicht, wie ursprünglich angegeben, zu 0,019 Å.-E. Es erscheint sonderbar, daß niemand von all denen, die diesen letzteren Wert angeführt haben, diese Unstimmigkeit bemerkt hat.

Einigen der neueren Forscher auf diesem Gebiete mag es entgangen sein, daß eine schwache Linie in — 0,998 Å.-E. Abstand von der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. vorhanden ist. Ein schwacher Trabant begleitet sie bei — 0,931 Å.-E. Die Konstante der von Janicki und von Galitzin benutzten Echelons beträgt bei dieser Wellenlänge ungefähr 0,543, und wenn das von diesen Linien stammende Licht nicht ausgeschlossen wird, so werden sie bei + 0,088 Å.-E. und + 0,155 Å.-E. erscheinen. Wir haben eine Linie mit einer Intensität von etwa $^1/_{100}$ jener der Hauptlinie bei + 0,085 Å.-E. entdeckt. Wegen ihrer sehr geringen Intensität halten wir es indessen für möglich, daß die Linie, die Janicki und Galitzin als bei + 0,085 Å.-E. liegend bestimmt haben, von der Linie bei — 0,998 Å.-E. herrühren dürfte, die bei + 0,088 Å.-E. erscheinen würde. Wir sind nicht imstande gewesen, in der Nähe von + 0,168 Å.-E. irgendeine Linie zu entdecken, und wir halten es für möglich, daß die daselbst von den genannten Forschern angegebene Linie von der schwachen Linie bei — 0,931 Å.-E. herrühren könnte, die bei + 0,155 Å.-E. erscheinen müßte. Die Unstimmigkeit in den Wellenlängen ist ziemlich groß, aber die Linie ist außerordentlich schwach und läßt sich nur schwer genau ausmessen.

Die Michelsonsche Helligkeitskurve für die Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. ist in Fig. 10 wiedergegeben.

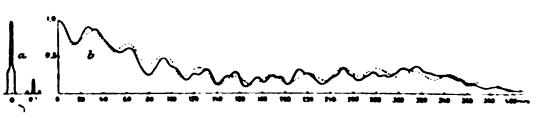


Fig. 10.

Michelson gibt einen Trabanten ganz nahe an der Hauptlinie zu beiden Seiten von dieser an. Er hätte sich ebensogut dafür entscheiden können, sie beide als auf derselben Seite liegend anzusehen. Wir haben diese Auslegung gewählt und haben aus der Helligkeitskurve den Abstand dieses Trabanten von der Hauptlinie abgeleitet. Die Erhebung in der Helligkeitskurve bei ungefähr 315 zeigt deutlich, daß die Hauptlinie eine enge Doppellinie ist. Die Berechnung weist auf einen Trabanten bei + 0,010 Å.-E. hin; das stimmt überein mit den Beobachtungen von Fabry und Perot, die einen Trabanten bei + 0,008 Å.-E. angeben, und mit denen von Barnes, der einen bei + 0,01 angibt. Wir haben diesen Trabanten

Digitized by Google

mit in das Diagramm der Fig. 3 aufgenommen und ihn auf die positive Seite gesetzt. Die Forscher auf diesem Gebiete stimmen anscheinend ziemlich dahin überein, daß die Hauptlinie eine enge Doppellinie ist, die sich nur bei sehr hohem Auflösungsvermögen und bei sehr niedriger Dichtigkeit des Dampfes zerlegen läßt. Es mag nebenher Erwähnung finden, daß die Helligkeitskurven, die man mit dem Michelsonschen Interferometer erhält, das einzige Mittel bilden, solche Linien aufzulösen, die tatsächlich nebeneinander untergehen, oder die Lichtverteilung innerhalb einer Linie zu erhalten. Dies ist, wie man sich erinnern wird, für die Linie H_γ, $\lambda = 6563$ A.-E., geschehen, längst ehe zahlreiche Spektroskopiker angenommen hatten, daß diese Linie doppelt sei. Wir müssen uns auch gegenwärtig halten, daß eine scheinbare Linienverdoppelung von einer Umkehrung herrühren kann. Indessen läßt sich in der Regel sehr einfach entscheiden, ob eine Linie eine richtige Doppellinie oder eine umgekehrte Linie ist: Im ersteren Falle muß die Trennung bei geringer Dichte des Dampfes am stärksten ausgeprägt sein; im letzteren Falle muß die scheinbare Trennung mit der Dichte des Dampfes zunehmen.

An der Fig. 10 werden wir wahrnehmen, daß schwache Minima angenähert bei 112, 123, 140, 152, 164, 180, 190, 200 usf. vorhanden sind, die sich in der gestrichelten Kurve nicht finden. Diese Minima deuten darauf hin, daß in der Röhre, die Michelson benutzte, ein schwacher Trabant in etwas mehr als dem doppelten Abstande des Hauptrabanten vorhanden war. Aus der Kurve ergibt sich sein Abstand durch Rechnung zu 0.23 A.-E., und es ist zweifellos dieselbe Linie wie die von uns bei -0.233 A.-E. beobachtete. Wir haben sie deshalb gleichfalls mit in das Diagramm der Fig. 3 aufgenommen. Fig. 7 zeigt, wie sich die relative Intensität dieses Trabanten ändert, wenn nicht mehr die Cooper Hewitt-Lampe die Strahlungsquelle bildet, sondern ein kleiner Quecksilberlichtbogen. In der Cooper-Hewitt-Lampe unteres Spektrum ist dieser Trabant der Hauptrabant, während in dem kleinen Quecksilberbogen mehrere andere Trabanten von gleicher oder größerer Stärke vorhanden sind. Die Intensität dieses Trabanten scheint besonders empfindlich gegen eine Veränderung der Bedingungen zu sein, und in den Röhren, nach denen die Helligkeitskurven aufgenommen worden sind, war er zweifelsohne einer der schwächeren Trabanten und wurde deshalb übersehen.

Die violette Linie $\lambda = 4358$ A.-E. läßt sich mit dem Auge nicht leicht beobachten, aber die Ergebnisse, die Michelson im Jahre 1892 erhalten hat, sind auch hier beachtenswert. Michelson gibt einen Trabanten bei -0.17 A.-E. „und zwei schwächere nahe an der Hauptlinie" an. Wenn wir die Hälfte des Haupttrabanten auf jede Seite setzen und die schwächeren den Angaben entsprechend ansetzen, so erhalten wir das Ergebnis, wie es Fig. 4 angibt. Die beträchtliche Anzahl von Linien, die einige Beobachter gefunden haben, mag das Ergebnis von Umkehrungen sein; wächst doch bekanntlich die Neigung zur Umkehr gegen das Violett zu. Man darf auch nicht vergessen, daß man sorgfältig darauf achten muß, daß die photographische Platte scharf auf die Linien eingestellt sein muß, da man sonst bei diesen Linien, wie bei anderen, sonderbare Ergebnisse erhält. Möglicherweise waren auch einige Teile der benutzten optischen Anordnung für das gelbe und das grüne Gebiet hinlänglich genau, aber nicht für dieses Gebiet kürzerer Wellenlängen und größerer Brechbarkeit. Ein Instrument wie die Lummer-Gehreckesche Platte, die das Licht reflektiert, würde gegen einen Fehler in den Flächen besonders empfindlich sein, und ein Fehler, der im Grün und im Gelb zu vernachlässigen sein würde, könnte im Violett ernste Folgen haben. Die ganz ausgezeichnete Übereinstimmung unserer Ergebnisse mit denen v. Baeyers bei den größeren Wellenlängen und die verhältnismäßig schlechte Übereinstimmung bei $\lambda = 4358$ A.-E. läßt die Möglichkeit irgendeiner Fehlerquelle vermuten. Man wird indessen bedenken müssen, daß die Trabanten bei verschiedenen Röhrenformen ein sehr verschiedenes Aussehen haben können. Bei dem oben erwähnten kleinen Bogen haben die fünf Trabanten der Linie $\lambda = 4358$ A.-E. alle nahezu gleiche Intensität.

Die Linie bei $\lambda = 4358$ A.-E. bringt auch den größten Nachteil des Stufengitters und der Interferenzplatte zur Geltung, nämlich die durch das Übereinandergreifen der Ordnungen entstehende Zweideutigkeit. Galitzin schildert seinen Trabanten bei $+0.120$ A.-E. als sehr stark und sagt weiter: „er erscheint zuweilen doppelt und aus zwei nahen Linien bestehend". Auf einigen seiner Platten bestimmte er die Lage dieser beiden Linien und erhielt für ihre Wellenlängen $+0.118$ A.-E. und $+0.131$ A.-E. Wir haben bei $+0.120$ A.-E. keine Linie gefunden, wohl aber eine Linie bei $+0.118$ A.-E. Galitzin gibt seine Konstante bei dieser Wellenlänge zu 0.280 an, und die Linie bei $+0.131$ A.-E. hatte gerade so gut bei -0.155 A.-E., in genauer Übereinstimmung mit unserer Linie bei -0.155 A.-E. angenommen werden können. Galitzin bezeichnet auch die Linie bei -0.002 A.-E. als sehr stark und bemerkt mit Bezug auf sie: „Bei dem Trabanten B_1 kann man ebenfalls

Digitized by Google

eine Verdoppelung vermuten, aber die Erscheinung ist sehr undeutlich" usw. Wir fanden einen Trabanten bei — 0,088 Å.-E. und einen anderen bei + 0,194 Å.-E., also genau bei der Wellenlänge, die diesem Trabanten zuzuschreiben sein würde, wenn man ihn als auf der positiven Seite liegend ansehen würde. Wir betrachten deshalb Galitzins Linie bei — 0,092 Å.-E. als aus unseren beiden Linien — 0,088 Å.-E. und + 0,194 Å.-E. zusammengesetzt. Weiter ist das Mittel aus seinen beiden Linien bei + 0,053 Å.-E. und + 0,027 Å.-E. bei + 0,040 Å.-E., also genau an der Stelle eines unserer Trabanten. Wir haben deshalb die Galitzinschen Trabanten unter „G." in die Fig. 4 und in die Tabelle IV eingeordnet, und die Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen ist ausgezeichnet.

Wir glauben nicht, daß mit unseren Ergebnissen das letzte Wort über die Auflösung der Hauptlinien des Quecksilbers mit Hilfe von Gittern gesprochen ist. Wenn größere Gitter zur Verfügung stehen werden, und ebenso Linsen von größerer Brennweite für die Littrowsche Anordnung, und wenn man eine besonders auf Festigkeit und Temperaturbeständigkeit konstruierte Aufstellung verwendet, so könnte es möglich sein, einige der von uns als Einzellinien angegebenen Linien in Doppellinien aufzulösen. Es scheint somit auf der violetten Seite der Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. ein Triplett vorhanden zu sein. Darauf wiesen deutlich die Ergebnisse hin, die Lemon bei seinen eingangs erwähnten Versuchen mit dem Stufengitter erhalten hat. Unsere Linie bei — 0,054 Å.-E. könnte wohl eine Vermischung der Linien sein, die Galitzin und v. Baeyer bei — 0,048 Å.-E. und — 0,068 Å.-E. angegeben haben. Diese Gruppe sieht bei Gitterbeobachtungen verwaschen aus, und die Linien lassen sich auf den Photogrammen schwer deutlich auflösen. Wir sind indessen fest überzeugt, daß alle von uns angeführten Linien wirklich vorhanden sind, und daß, abgesehen von der möglichen Auflösung einiger Linien in Doppellinien, in der Cooper-Hewitt-Lampe weiter keine enthalten sind, es seien denn solche, deren Intensität von der Größenordnung $^1/_{100}$ von jener der Hauptlinie ist.

Zum Schlusse möchten wir Herrn Professor Michelson für die Erlaubnis zur Benutzung seines prächtigen Gitters und seines Privatlaboratoriums, in dem wir sämtliche Photogramme aufgenommen haben, herzlichst danken.

Ryerson Physical Laboratory, Universität Chicago, im Januar 1910.

(Nach den Korrekturbogen aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé).

(Eingegangen 17. Februar 1910.)

Über Stromschwankungen bei Stoßionisation.

Von Edgar Meyer.

(Nach gemeinsam mit Herrn Adolf Müller angestellten Versuchen.)

§ 1. Hat man (im einfachsten Falle) einen einheitlichen radioaktiven Körper vor sich, so ist die pro Zeiteinheit ausgesandte Anzahl Strahlenteilchen nicht konstant, auch wenn man von dem exponentiellen Abklingungsgesetze der radioaktiven Körper absieht. Diese Schwankungen der Strahlung sind bekanntlich von E. v. Schweidler[1]) theoretisch vorhergesagt und von mehreren Seiten[2]) der experimentellen Untersuchung unterworfen worden. Im folgenden sollen sie als „Schweidlersche Schwankungen" bezeichnet werden.

Mißt man nun diese Schweidlerschen Schwankungen an dem Sättigungsstrome, der von dem radioaktiven Körper in einem Gase erzeugt wird, so ist der absolute Betrag der beobachteten Schwankung ε gegeben als[3])

$$\varepsilon = \sqrt{Z} \cdot C E, \qquad (1)$$

wo Z die pro Zeiteinheit zerfallende Anzahl radioaktiver Atome, E das Elementarquantum der Elektrizität und C die von jedem Strahlenteilchen im Gase gebildete Anzahl Ionen bedeutet.

Hat man nun zur Untersuchung nur eine geringe Strahlendichte, also kleines Z, oder aber Strahlen von geringem Ionisierungsvermögen, also kleines C, vor sich, so kann es leicht kommen, daß auch die größte erreichbare Elektrometerempfindlichkeit zur Messung der Schwankungen nicht mehr ausreicht. Es liegt dann nahe, die bekannte schöne Methode von Rutherford und Geiger[4]) anzuwenden. Bei dieser wird das Ionisierungsvermögen eines Teilchens automatisch mit Hilfe der, besonders von Townsend[5]) studierten Erscheinung der Ionisation durch Stoß, vergrößert.

Wendet man nun diese Rutherford-

1) Egon v. Schweidler, Premier Congrès international pour l'étude de la Radiologie et de l'Ionisation, Liège 1905; Beibl. **31**, 356, 1907.

2) K. W. Fritz Kohlrausch, Sitzber. Wiener Akad. **115**, Abt. IIa, 673, 1906; Edgar Meyer und Erich Regener, Ann. d. Phys. (4) **25**, 757, 1908; Hans Geiger, Phil. Mag. (6) **15**, 539, 1908; Zusammenfassender Bericht: Edgar Meyer, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **5**, 423, 1908; **6**, 242, 1909; vgl. ferner die theoretischen Erörterungen von Norman Campbell, Proc. Camb. Phil. Soc. **15**, 117, 1909.

3) Gültig für den Fall, daß beim Zerfall eines radioaktiven Atoms nur ein Strahlenteilchen ausgesandt wird. Vgl. Edgar Meyer, Zusammenfassender Bericht l. c.

4) E. Rutherford und H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 141, 1908.

5) John S. Townsend, Phil. Mag. (6) **1**, 198, 630, 1901; **3**, 557, 1902; **5**, 389, 1903; **6**, 598, 1903.

Digitized by Google

Geigersche Methode zur Messung der Schweidlerschen Schwankungen an, so ergeben sich nicht die einfachen Resultate, die man erwarten sollte, sondern es zeigen sich interessante neue Erscheinungen, über die im folgenden berichtet wird.

§ 2. Die benutzte Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Das Glasgefäß G von 4,5 cm lichter Weite und etwa 0,8—1 mm Wandstärke, trägt in dem rechten Ansatzrohre eingekittet eine Messingelektrode A (Scheibe von 3 cm Durchmesser). Ihr gegenüber im Abstande von ungefähr 5 mm befindet sich eine ähnliche Elektrode K von 1 cm Durchmesser, die durch das gut polierte Hartgummistück H getragen wird. H selbst ist in das geerdete Messingrohr M eingekittet, dieses in das linke Ansatzrohr von G. Im Innern von G erweitert sich M zu einem größeren Messingrohre (Wandstärke etwa 0,1 mm), das der Glaswand eng anliegt. Innen trägt dieses weitere Rohr eine Querwand mit einer Bohrung von 12 mm Durchmesser, in die gerade K zu liegen kommt; nach hinten umschließt das Rohr die Elektrode A, wie es die Figur zeigt. Man hat also einen kleinen Kondensator C mit Schutzring und gutem elektrostatischen Schutze vor sich. Das Glasgefäß kann mit trockner Luft gefüllt und dann mit einer Quecksilberpumpe auf einen beliebigen Gasdruck ausgepumpt werden. Zum Messen des Druckes diente ein einfaches unempfindliches Mc Leod-Manometer, das Drucke im Bereiche von 1—50 mm Hg gut zu messen gestattete. Alle Kittstellen wurden mit weißem Siegellack[1] hergestellt.

A ist nun über den Amylalkoholwiderstand D mit der Hochspannungsakkumulatorenbatterie B_{III} verbunden. Die Spannung von B_{III} konnte

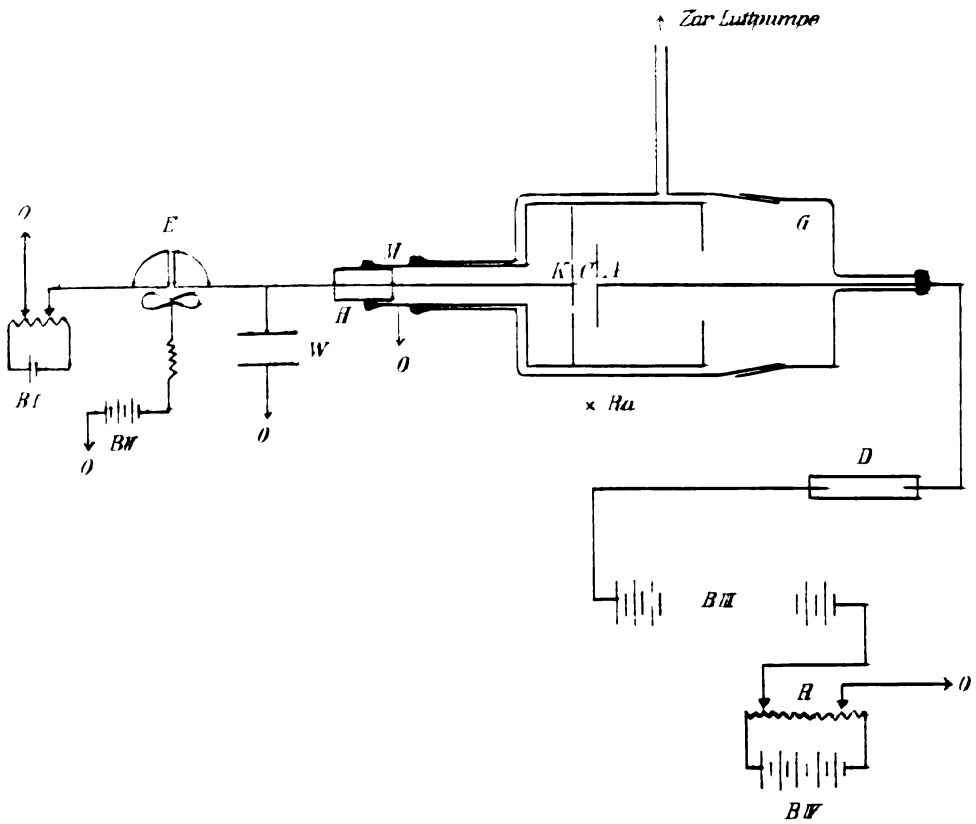


Fig. 1.

grob in Stufen von je 40 Volt bis 2000 Volt verändert werden. Um eine feine Regulierung des Potentials von A innerhalb Bruchteilen eines Volts ausführen zu können, ist eine 60-Volt-Akkumulatorenbatterie B_{IV} von großer Kapazität durch einen Doppelwiderstand R von Ruhstrat (ungefähr 1300 Ohm) geschlossen. Der eine Schiebekontakt liegt an B_{III}, der andere an Erde.

K ist mit dem einen Quadrantenpaare eines Dolezalekschen Elektrometers E verbunden, gleichzeitig liegt K über den Bronson-Wider-

1) Es wurde der ausgezeichnete weiße Siegellack Nr. 849A von Liliendahl in Neudietendorf (Thüringen) verwandt.

Digitized by Google

stand W an Erde, so daß die Elektrometerausschläge proportional den zur Erde fließenden Strömen sind[1]). Das andere Quadrantenpaar liegt an Erde oder kann zur teilweisen Kompensation des Ausschlags auf ein passendes Potential gebracht werden. Da dieses Kompensationspotential nie 2 Volt überschreitet, die Nadelladung aber etwa 100 Volt beträgt (Batterie B_{II}, Hochspannungsbatterie nach Krüger), so bleibt die Empfindlichkeit des Elektrometers konstant, wie auch besondere Versuche zeigten. Die Empfindlichkeit betrug meistens ungefähr 870 Doppelmillimeter pro Volt, ein Ausschlag von 1 Skalenteil (= 2 mm) entsprach also bei einer Kompensationsspannung von 2 Volt einer Stromänderung von etwa 0,06 Proz. Für den besten Schutz gegen elektrostatische Störungen war in der ganzen Anordnung Sorge getragen.

Bei *Ra* befanden sich zwei Radiumpräparate[2]), die das Gas im Kondensator C ionisierten.

§ 3. Gang der Versuche. Nachdem in G ein beliebiger Druck hergestellt war, z. B. von 2 mm *Hg*, wurde A auf ein Potential von etwa 300 Volt gebracht. Der dann von A nach K übergehende Strom war kaum meßbar. Steigerte man nun das Potential von A weiter, so stieg der Strom sehr schnell an, wenn man sich dem Entladepotential näherte. Es ist dieses die Erscheinung, die nach den schönen Untersuchungen von Townsend (l. c.) auf den Ionenstoß zurückzuführen ist. Hält man das Potential von A konstant, so zeigt sich aber, daß die Stellung der Elektrometernadel keine konstante ist. Die Nadel ist vielmehr in unaufhörlicher, unregelmäßiger Bewegung, damit Schwankungen des Stromes anzeigend.

§ 4. Wenn nun diese beobachteten Schwankungen nur die Schweidlerschen Schwankungen der Radiumpräparate wären, so sollte man folgendes erwarten[3]).

Drückt man die Stromschwankungen $\bar{\varepsilon}$ in Bruchteilen des mittleren gesamten Stromes i aus, so ist

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{i} \text{ oder nach Gleichung (1)}$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{Ce}{i}\sqrt{Z}. \qquad (2)$$

Wenn man das Potential von A z. B. so weit erhöht, daß der Strom auf den doppelten Betrag gestiegen ist, so wird auch jedes primär durch die Strahlung gebildete leitende Teilchen durch Stoß die doppelte Anzahl Teilchen gebildet haben, mit anderen Worten i ist proportional C. Es müßte also $\bar{\varepsilon}$ unabhängig von der Stromstärke sein. Trägt man die $\bar{\varepsilon}$ als Ordinaten, die Stromstärken als Abszissen auf, so sollte man eine Gerade erwarten, die der Abszissenachse parallel verläuft in einem Abstande, der der bei Sättigungsstrom gemessenen Schweidlerschen Schwankung $\bar{\varepsilon}_0$ entspricht. Dieses ist aber, wie die Versuche zeigen, nicht der Fall.

§ 5. In den Tabellen 1—5 sind die beobachteten $\bar{\varepsilon}$-Werte bei den Drucken $p = 0{,}81$; 1,3; 1,9; 2,2 und 3,16 mm *Hg* mit den zugehörigen Stromwerten (ausgedrückt in Elektrometerausschlägen) eingetragen. Die Größe des Bronson-Widerstandes (gemessen durch die Aufladezeit einer Kapazität und korrigiert auf die mittlere Zeit der Versuche) betrug $5{,}47 \cdot 10^{10}$ Ohm. Die Größen $\bar{\varepsilon}$ wurden für jeden Punkt aus etwa 50—100 Umkehrpunkten der Elektrometernadel berechnet, wie es in der früheren Arbeit von Erich Regener und dem Verfasser (l. c.) angegeben ist. Diese Beobachtungsmethode ist genügend genau, wie schon damalige besondere Versuche und Berechnungen gezeigt hatten. Der Einwurf des Herrn N. Campbell (l. c.), daß man leicht bei dieser Art der Beobachtung kleine Ausschläge übersieht, kommt daher nicht in Frage.

Tabelle 1[1]). $p = 0{,}81$

i	$\bar{\varepsilon}$
620	0,0269
367	399
141	758
723	0,0299
361	360
141	732
1254	0,0191
838	211
627	249
377	400
223	557
119	729
63	563
39	534
175	0,0600
76	791
33	403

Tabelle 2. $p = 1{,}3$

i	$\bar{\varepsilon}$
1194	0,0212
874	234
576	294
359	355
264	360
194	530
143	502
105	372
71	302
58	216

Tabelle 3. $p = 1{,}9$

i	$\bar{\varepsilon}$
1289	0,0178
900	216
686	254
392	316
308	308
199	428
154	420
125	327
72	254
42	161

1) Es sind 4 verschiedene Beobachtungsreihen angegeben.

1) Es ist die bekannte „Bronsonsche Methode der konstanten Ausschläge". H. L. Bronson, Phil. Mag. (6) 11, 143, 1906.

2) Die Präparate hatten eine Stärke von etwa 1000 bzw. 2000 Einheiten.

3) Die ionisierenden Strahlen hatten vom *Ra* aus zuerst eine Glasdicke von etwa 1 mm (Behälter des *Ra*) zu durchlaufen, dann die 0,8—1 mm dicke Glaswand des Gefäßes G und darauf die Wandung des weiten Messingzylinders in G. Es ist daher anzunehmen, daß zum allergrößten Teile die γ-Strahlen zur Wirkung kommen. Da aber jeder γ-Strahl nach unseren bisherigen Kenntnissen mit dem Zerfall eines Atoms genetisch verknüpft ist, so müssen auch die γ-Strahlen die Schweidlerschen Schwankungen anzeigen.

Digitized by Google

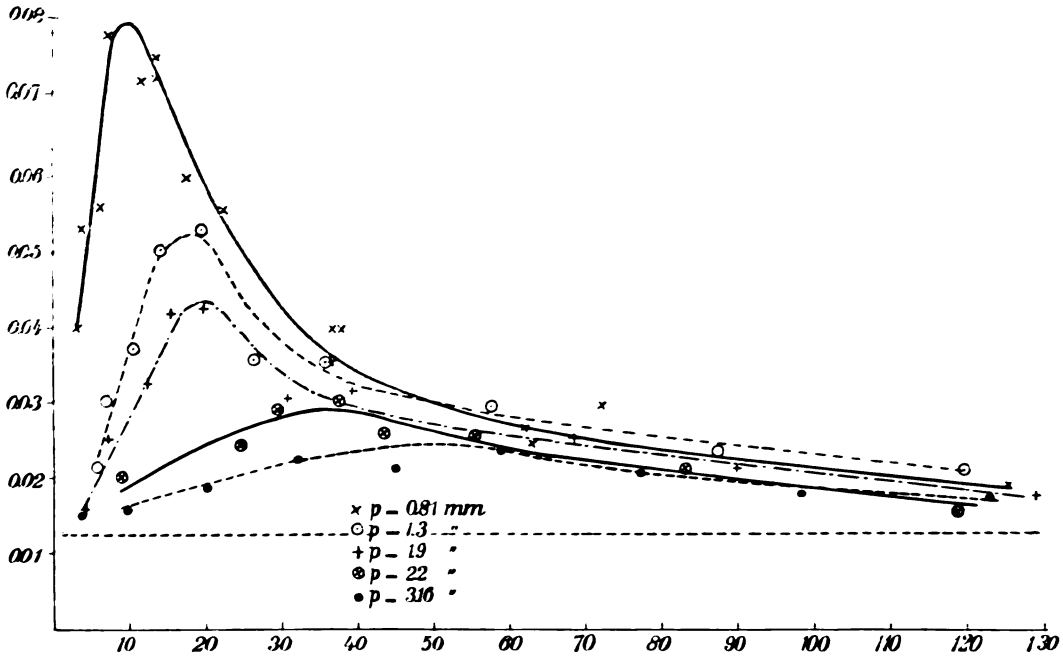


Fig. 2.

Tabelle 4.
$p = 2{,}2$

i	ε
1186	0,0155
834	214
554	256
434	260
374	306
297	291
247	245
91	201

Tabelle 5.
$p = 3{,}16$

i	ε
1231	0,0175
982	180
450	211
773	209
588	238
321	226
202	185
98	159
39	153

Zu bemerken ist, daß man vor dem Beginn jeder Messung lange Zeit warten muß, bis sich der Druck genügend ausgeglichen hat, da man sonst eine stetige Zu- oder Abnahme der Elektrometerausschläge beobachtet. Die Elektrometernadel muß während des ganzen Versuches immer um dieselbe Gleichgewichtslage herumpendeln. Die Genauigkeit der einzelnen ε-Werte beträgt etwa 5—10 Proz. (Um eine Genauigkeit von 1 Proz. zu haben, müßte man für jeden Punkt etwa 10000 Ablesungen machen.)

Die Resultate sind in Fig. 2 graphisch dargestellt. Man bemerkt, daß man nicht das erwartete Resultat von § 4 erhalten hat. Die Kurven schneiden nach kleinen Stromwerten hin die Ordinatenachse etwa bei dem Wert $\varepsilon = 0{,}0125$, bei größeren Stromstärken scheinen sich die Kurven einem ähnlichen ε-Werte wieder asymptotisch zu nähern. Dazwischen aber tritt bei jeder Kurve ein Maximum auf, dessen absolute Größe mit wachsendem Druck abnimmt und sich zu höheren Stromwerten hin verschiebt.

Es sieht also gerade so aus, als ob sich über die Schweidlerschen Schwankungen (dargestellt durch die punktierte gerade Linie) eine neue Schwankung überlagert, deren Wert bei kleinem i Null ist, dann zu einem Maximum ansteigt, um bei großem i wieder zu verschwinden.

§ 6. Ohne weiteres ist ersichtlich, daß die sich überlagernde Schwankung nicht etwa durch die Schweidlersche Schwankung des im Bronsonwiderstande befindlichen Poloniums herrühren kann. Denn bei denselben Stromstärken (also derselben durch den Bronsonwiderstand fließenden Elektrizitätsmenge) ist ja die Schwankung bei verschiedenen Gasdrucken verschieden groß. Auch andere Erklärungsmöglichkeiten, wie etwa durch die an den Elektroden erregten Sekundärstrahlen, oder nicht zu vernachlässigende Rekombination[1]) scheinen nicht auszureichen. Es liegt daher nahe, das Gas selbst für die Schwankungen verantwortlich zu machen, und daran zu denken, daß die freie Weglänge, auf der die Elektronen oder Ionen die zum Ionisieren nötige kinetische Energie erhalten, nicht

1) Herr Dr. Rudolph Seeliger machte mich darauf aufmerksam, daß in der Nähe des Entladepotentials wieder Rekombination auftreten muß. Mir scheint, daß dieser Effekt wohl eine Vergrößerung, nicht aber eine Verkleinerung der ε-Werte mit wachsendem i hervorbringen könnte.

Digitized by Google

konstant ist, sondern selbst Schwankungen unterworfen sei. Das ist die Grundidee der folgenden Theorie, die trotz der geringen Anzahl Annahmen zur Erklärung der Erscheinung auszureichen scheint.

§ 7. Theorie der Erscheinung. Wir sehen im folgenden vorläufig von der reinen Schweidlerschen Schwankung ab, wollen also die Kurven zu erklären versuchen, die man erhält, wenn man in Fig. 2 die Abszissenachse um das Stück $\varepsilon = 0{,}0125$ nach oben verschiebt.

Wir betrachten zuerst den Stoß der negativen Teilchen allein, die in unserem Falle aller Wahrscheinlichkeit nach nur Elektronen[1]) sind, und nehmen als einfachstes an, daß dann Ionisation eintritt, wenn beim Zusammenstoße mit einem neutralen Gasmolekül das Elektron eine genügende kinetische Energie besitzt. Diese kinetische Energie W erhält das Elektron auf seinem frei durchlaufenen Wege λ. Haben wir ein homogenes elektrisches Feld von der Feldstärke $\mathfrak{E}$, und bezeichnen wir mit E das elektrische Elementarquantum, so ist

$$W = E\,\mathfrak{E}\,\lambda .$$

Bezeichnen wir mit K den Minimalwert der Energie, der mindestens erreicht sein muß, damit beim Stoß Ionisation eintreten kann, so ist $W = E\mathfrak{E}\lambda > K$, oder es muß sein

$$\lambda > \frac{K}{E\cdot\mathfrak{E}} . \qquad (3)$$

Wären die freien Weglängen aller Elektronen einander gleich, so müßte bei einer ganz bestimmten Feldstärke $\mathfrak{E}' = \frac{K}{E\lambda}$ plötzlich die Stoßionisation eintreten. Da aber die freien Weglängen nach dem Maxwellschen Verteilungsgesetze verteilt sind, so kommen auch bei einer Feldstärke $\mathfrak{E} < \mathfrak{E}'$ schon Stöße vor, die zur Ionisation führen, da es Werte von λ gibt, die groß genug sind.

Nennen wir die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_n, so ist die Wahrscheinlichkeit für das Vorkommen einer bestimmten freien Weglänge λ gegeben durch

$$e^{-\frac{\lambda}{\lambda_n}} .$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3) erhalten wir also als Wahrscheinlichkeit P dafür, daß bei einer Feldstärke $\mathfrak{E}$ bei einem beliebigen Stoße Ionisation eintritt:

$$P = e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} .$$

Die Wahrscheinlichkeit Q, daß bei einem beliebigen Stoße keine Ionisation eintritt, ist dann:

$$Q = \left(1 - e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}}\right).$$

Ist die Feldkraft so groß, daß man auch Stoßionisation durch die positiven Ionen erhält (vgl. weiter unten), so gelten auch hier dieselben Beziehungen. Es wird dann analog:

$$P' = e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}} \quad \text{und}$$

$$Q = \left(1 - e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}}\right),$$

wobei λ_p die mittlere freie Weglänge der positiven Ionen darstellt, K' die Minimalenergie zur Ionisation des neutralen Molekels durch ein positives Ion.

Können nun in einer endlichen Reihe von N-Versuchen nur zwei einander ausschließende Ereignisse mit den Wahrscheinlichkeiten P bzw. Q vorkommen, so ist das Resultat Schwankungen Δ unterworfen, und zwar ist das mittlere Schwankungsquadrat gegeben als[1])

$$\Delta^2 = PQN .$$

Wendet man dieses auf die Stoßionisation an, so muß also die Schwankung, d. h. die Abweichung Δ der in einer bestimmten Zeiteinheit gebildeten Anzahl neuer Elektronen von der im Mittel pro Zeiteinheit gebildeten Anzahl, sein:

$$\Delta^2 = e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} \left(1 - e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}}\right) \cdot N_n .$$

Diese Gleichung gilt, wenn nur die Elektronenstöße allein wirksam sind; N_n bedeutet die pro Zeiteinheit überhaupt vorkommende Anzahl von Elektronenstößen, gleichgültig, ob es bei dem einzelnen Stoße zu einer Ionisation kommt oder nicht.

Kommen auch die positiven Ionen mit zur Wirkung, so muß gelten

$$\left.\begin{aligned} \Delta^2 = {} & e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} \left(1 - e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}}\right) N_n \\ & + e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}} \left(1 - e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}}\right) N_p , \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

wobei N_p dieselbe Bedeutung für die Ionen hat, wie N_n für die Elektronen.

Dieser Ausdruck läßt sich vereinfachen. Townsend (l. c.) hat nämlich für verschiedene Gasdrucke und Feldstärken die Anzahl α bzw. β der pro Zentimeter Weglänge von einem Elektron oder von einem positiven Ion durch Stoß erzeugten neuen leitenden Teilchen bestimmt. Ist nun λ_n die mittlere freie Weglänge des Elektrons, so ist $\frac{1}{\lambda_n}$ die pro Zentimeter überhaupt stattfindende Anzahl Zusammenstöße. Also muß sein:

$$\left.\begin{aligned} \alpha = \frac{1}{\lambda_n} e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} \quad \text{oder} \quad & e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_n}} = \alpha\,\lambda_n \\ \text{Ebenso} \quad & e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}} = \beta\,\lambda_p . \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

1) Das geht aus den Arbeiten Townsends (l. c.) hervor.

1) Vgl. z. B. meinen zusammenfassenden Bericht l. c.

Digitized by Google

Dieser Wert in Gleichung 5) eingesetzt ergibt:

$$\frac{dN_1}{dx} = \alpha\lambda_{x+1} - \alpha\lambda_x N_1 + \beta\lambda_{x+1} N_2 - \beta\lambda_x N_2 \quad 6)$$

Bedeuten nun allgemein die Größen N_1 und N_2 die Gesamtzahl der Stöße pro Sekunde, bezeichnen ferner i den Gesamtstrom zur Zeit t, den Sättigungsstrom i_0 sowie die Anzahl derjenigen, die nur durch Ionenstoß erzeugt werden, so erhält man:

$$i - i_0 = N_1 e^{-\alpha\lambda_x} \cdot E - N_2 e^{-\beta\lambda_x} \cdot E \quad \text{oder}$$

die Werte von ξ_1 eingesetzt:

$$i - i_0 = N_1 \alpha\lambda_x E - N_2 \beta\lambda_x E. \quad 7)$$

Bedenkt man nun noch, daß die gesamte Anzahl der Stöße der Elektronen zu der gesamten Anzahl der Stöße der positiven Ionen sich umgekehrt erhalten muß wie die bzw. mittleren freien Weglängen, so hat man:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_p}{\lambda_x}. \quad 8)$$

Aus dem Gleichungssystem 6), 7) und 8) ergibt sich dann leicht:

$$\frac{dN_1}{dx} = \frac{i - i_0}{E} \frac{\alpha\beta}{\alpha + \beta} \{\alpha(1 - \alpha\lambda_{x+1}) + \beta(1 - \beta\lambda_{x+1})\} \quad 9)$$

oder als Stromschwankung

$$\sqrt{\Delta i} = \sqrt{\frac{i - i_0}{\alpha + \beta} E \alpha\beta(1 - \alpha\lambda_{x+1} + \beta(1 - \beta\lambda_{x+1})}.$$

Drückt man die Schwankung noch in Bruchteilen des mittleren gesamten Stromes aus, so hat man:

$$\frac{\sqrt{\Delta i}}{i} = \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2} E \frac{\alpha\beta}{(\alpha + \beta)} (1 - \alpha\lambda_{x+1} + \beta(1 - \beta\lambda_{x+1})}. \quad 10)$$

Will man die gesamte beobachtete Schwankung haben, also die dem Strahlungspraparate eigentümliche Schweidlersche Schwankung einbegriffen, so addiert sich diese einfach und man hat:

$$\frac{\sqrt{\Delta i}}{i} = \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2} E \frac{\alpha\beta}{(\alpha + \beta)} (1 - \alpha\lambda_{x+1} + \beta(1 - \beta\lambda_{x+1}) + \frac{C^2 \left(\frac{i}{i_0}\right)^2 E^2 Z}{i_0}}. \quad 11)$$

Hierbei bedeutet C'_0 die von jedem Strahlenteilchen (oder von jedem γ-Strahlenpuls) im Kondensator gebildete Anzahl Teilchen einer Art bei dem Multiplikationsverhältnisse $\frac{i}{i_0}$.

§ 8. Wie man ohne weiteres sieht, wird der allgemeine Verlauf der Kurven von Fig. 2 durch Gleichung (11) dargestellt. Ist der durch Stoß erzeugte Strom Null, also $i - i_0$, so wird das erste Glied unter der Wurzel Null, es bleibt die reine Schweidlersche Schwankung, nämlich

$\varepsilon = \varepsilon_1 = C E \sqrt{Z}$ identisch mit Gleichung 1).

Wird der durch Stoß erzeugte Strom sehr groß, so wird $\frac{i - i_0}{i^2} = 0$, man erhält dasselbe Resultat. Zwischen diesen beiden ε-Werten muß also ein Maximum von ε liegen.

§ 9. Die Gleichung 10) enthält nun nur Werte, die experimentell bestimmbar sind, so daß man prüfen kann, ob die berechneten Kurven $\varepsilon = f(i)$ mit den beobachteten übereinstimmen. Es ist dazu die Berechnung von i notwendig, also des Stromes, der in einem Plattenkondensator zustande kommt, wenn ein äußerer Ionisator in ihm eine gleichmäßige Volumionisation hervorbringt und sowohl die Elektronen als auch die positiven Ionen durch Stoß ionisieren. Man erhält hierfür[1]:

$$i = \frac{i_0}{\alpha l} \frac{e^{(\alpha - \beta) l} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha - \beta) l}}, \quad 12)$$

worin i_0 den gewöhnlichen Sättigungsstrom und l den Abstand der Platten bedeutet. α und β haben dieselbe Bedeutung wie oben.

---

1) Herr H. Reißner hatte die große Liebenswürdigkeit, mir die folgende Ableitung dieser Formel zu geben, ich bin ihm dafür zu großem Danke verpflichtet.

Man betrachte einen zu den Kondensatorplatten senkrecht stehenden Streifen von dem Querschnitte 1 und der Länge l gleich dem Abstande der Platten, und nenne x die Entfernung eines Punktes des Streifens von der einen Platte. Ferner sei N_1 die Zahl der in der Zeiteinheit und Volumeneinheit durch die äußere Bestrahlung erzeugten Teilchen einer Art, A und B die dort pro Volumeneinheit zur Zeit t vorhandenen Elektronen bezw. positiven Ionen, v_1 bezw. v_2 die mittleren Geschwindigkeiten der negativen bezw. positiven Teilchen und α und β mögen die oben angegebenen Bedeutungen haben. Dann ergibt sich zunächst die zeitliche Änderung der Dichten beider Teilchenarten aus der Erzeugung und Zuströmung durch die folgenden Gleichungen:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\frac{\partial A}{\partial x} v_1 + A\alpha v_1 + B\beta v_2 - N_1$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\partial B}{\partial x} v_2 + A\alpha v_1 + B\beta v_2 + N_1.$$

Im stationären Zustande werden die linken Seiten gleich Null und man erhält zwei simultane totale lineare Differentialgleichungen erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten, deren Integrale lauten:

$$A = \xi_1 e^{(\alpha - \beta)x} + \xi_2 - \frac{N_1}{2\alpha v_1}$$

$$B = -\xi_1 \frac{v_1}{v_2} e^{(\alpha - \beta)x} - \xi_2 \frac{\alpha v_1}{\beta v_2} - \frac{N_1}{2\beta v_2}$$

wo ξ_1 und ξ_2 Integrationskonstanten sind.

Als Grenzbedingungen sind nun einzuführen:

Die Anzahl der pro Zeiteinheit aus dem Felde herausgeschafften Elektronen bezw. positiven Ionen muß dieselbe sein, also:

$$A_l \cdot v_1 = B_0 \cdot v_2.$$

Ferner muß die Dichte der positiven Ionen an der positiven Platte gleich Null sein, was aus der zweiten Differentialgleichung hervorgeht, wenn man festsetzt, daß

Digitized by Google

Tabelle 6.

$p = 1$ mm Hg; $i_0 = 1$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}044$.

$\mathfrak{E}$	α	β	$i = \frac{i_0}{\alpha l} \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha-\beta)}}$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
300	4,44	0,0053	3,73	0,805	0,397
350	5,13	0,0141	4,80	0,774	0,358
400	5,83	0,0229	6,42	0,743	0,313
450	6,39	0,0400	8,49	0,719	0,273
500	6,95	0,0577	11,9	0,694	0,231
550	7,41	0,0776	17,5	0,674	0,190
600	7,87	0,0987	31,5	0,654	0,142
650	8,33	0,120	118	0,633	0,073
660	8,40	0,124	201	0,630	0,056
670	8,48	0,128	1171	0,627	0,023
700	8,70	0,140	∞		0,000

α und β sind aus den Arbeiten Townsends als Funktion der Feldstärke und des Druckes bekannt, und zwar sind zu der folgenden Berechnung die α-Werte der Fig. 4, Phil. Mag. (6) **3**, 571, 1902, die β-Werte der Fig. 3, Phil. Mag. (6) **6**, 610, 1903 entnommen. Die Berechnung ist ausgeführt für die Drucke $p = 1$ mm, $p = 2$ mm Hg und den Elektrodenabstand $l = 0{,}5$ cm. Die Werte von β unterhalb $\mathfrak{E} = 350$ resp. 700 Volt pro Zentimeter mußten allerdings extrapoliert werden, da die Townsendschen Bestimmungen nicht weit genug gehen, was einige Unsicherheit bei den betreffenden Stromwerten ergibt.

Mit genügender Annäherung läßt sich noch Gleichung (10) zur Berechnung vereinfachen, wenn man bemerkt, daß β nur $^1/_{300}$ bis $^1/_{900}$ von α ist. Es ergibt sich dann:

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2} E (1 - \alpha\lambda_n)}. \quad (10a)$$

Da es auch nur auf den Verlauf der Funktion ankommt, so kann E unter der Wurzel fortgelassen werden. Zur Berechnung fehlt nur noch λ_n. Wie eine leichte Rechnung zeigt[1]), ist bei Stoßionisation die Geschwindigkeit der neutralen Gasmolekel vermöge ihrer Temperatur gegenüber der Geschwindigkeit der Elektronen, die durch das elektrische Feld hervorgerufen ist, zu vernachlässigen. Die mittlere freie Weglänge eines sehr kleinen und sehr schnell bewegten Körpers ist aber nach Maxwell[2]) $4\sqrt{2}$ mal so groß wie die mittlere freie Weglänge der Gasmolekel, zwischen denen der kleine Körper bewegt wird. Dieses ergibt für λ_n bei $p = 1$ mm und 20°

$$\lambda_n = 0{,}044 \text{ cm}.$$

In Tabelle 6 ist $\bar{\varepsilon}$ als Funktion von $\mathfrak{E}$ für den Druck $p = 1$ mm Hg, sowie die zur Berechnung nötigen Werte eingetragen. Der Sättigungsstrom ist willkürlich $i = 1$ gesetzt.

Tabelle 7 enthält dasselbe für den Druck $p = 2$ mm, der Sättigungsstrom ist aber $i_0 = 2$ gesetzt. Das geschieht deshalb, weil bei gegebener Stellung des Ra in den Versuchen die primäre Ionisation proportional dem Drucke ist.

Die Berechnungen der Tabellen 6 und 7 gehen nur mit einiger Sicherheit bis $\mathfrak{E} = 300$ bzw. 600 Volt pro Zentimeter. Um auch ein Urteil über den Verlauf der Funktion unterhalb dieser Feldstärken zu haben, ist hierfür die Stoßionisation der positiven Ionen vernachlässigt, also $\beta = 0$ gesetzt, was keinen allzu großen Fehler mehr macht[3]). Der Gesamtstrom im Kondensator berechnet sich in diesem Falle als[4])

$$i = \frac{i_0}{\alpha l} \left(e^{\alpha l} - 1 \right).$$

---

aus der positiven Platte keine positiven Teilchen austreten, also

$$B_l = 0$$

(A_0 ist aber nicht etwa auch gleich Null, da man sich vorstellen muß, daß aus der negativen Platte Elektronen zur Neutralisation der positiven Ionen austreten).

Damit ergeben sich die Integrationskonstanten:

$$\xi_1 = \frac{N_0}{v_1 \alpha} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta)l}}$$

$$\xi_2 = \frac{-N_0}{2 v_1 \alpha} \cdot \frac{1 + \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta)l}}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta)l}}.$$

Der Strom für $x = 0$ bezw. $x = l$ ist daher:

$$i = E A_l v_1 = E B_0 v_2$$

oder

$$i = \frac{E N_0}{\alpha} \cdot \frac{e^{(\alpha-\beta)l} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta)l}}.$$

Hieraus ergibt sich Gleichung (12), wenn man bedenkt, daß $i_0 = N_0 l E$ ist.

1) John S. Townsend, Phil. Mag. (6), **1**, 209, 1901.
2) J. C. Maxwell, Phil. Mag. (4) **19**, 29, 1860.
3) Das ersieht man, wenn man in den Tabellen 6 und 8 die i-Werte bei $\mathfrak{E} = 300$, in den Tabellen 7 und 9 die i-Werte bei $\mathfrak{E} = 600$ vergleicht.
4) J. S. Townsend, Phil. Mag. (6), **1**, 207, 1901.

Digitized by Google

Tabelle 7.

$p = 2$ mm Hg; $i_0 = 2$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}022$.

$\mathfrak{E}$	α	β	$i = \frac{i_0}{\alpha l} \cdot \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha-\beta)}}$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
600	8,88	0,0106	42,0	0,805	0,135
610	9,02	124	45,6	802	0,129
620	9,16	141	49,6	798	0,124
630	9,30	159	53,6	795	0,119
640	9,44	176	58,8	792	0,114
650	9,58	194	65,0	789	0,109
660	9,71	212	72,6	786	0,103
670	9,85	229	81,0	783	0,097
680	9,99	247	91,8	780	0,091
690	10,13	264	103	777	0,086
700	10,27	282	120	774	0,080
710	10,41	300	142	767	0,073
720	10,55	317	173	767	0,066
730	10,69	335	218	765	0,059
740	10,83	352	280	762	0,053
750	10,97	370	434	759	0,042
760	11,10	388	702	756	0,033
770	11,24	405	3682	753	0,014
780	11,38	423	∞		0,000

Die Werte von α sind jetzt den Fig. 3 und 4, Phil. Mag. (6) **3**, 570 u. 571, 1902 entnommen. Der Sättigungsstrom ist wieder $i_0 = 1$ bzw. $i_0 = 2$ gesetzt. Tabelle 8 und 9 enthält die Werte.

Tabelle 8.

$p = 1$ mm Hg; $i_0 = 1$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}044$.

$\mathfrak{E}$	α	$i = \frac{i_0}{\alpha l}\left(e^{\alpha l} - 1\right)$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
80	0,39	1,11	0,983	0,296
120	1,08	1,33	0,952	0,421
160	1,82	1,63	0,920	0,467
200	2,55	2,03	0,888	0,471
250	3,61	2,82	0,841	0,440
300	4,44	3,70	0,805	0,397

Tabelle 9.

$p = 2$ mm Hg; $i_0 = 1$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}022$.

$\mathfrak{E}$	α	$i = \frac{i_0}{\alpha l}\left(e^{\alpha l} - 1\right)$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
120	0,242	2,13	0,995	0,169
200	1,43	2,93	0,969	0,324
300	3,26	5,03	0,928	0,334
400	5,10	9,25	0,888	0,275
500	7,22	19,9	0,841	0,195
600	8,88	37,7	0,805	0,142

§ 10. In Fig. 3 sind die berechneten Werte $\varepsilon = f(i)$ für die Drucke 1 und 2 mm eingetragen. Wie man sieht, stimmt der theoretische Verlauf der Kurven gut mit dem experimentell bestimmten (abzüglich der Schweidlerschen Schwankung) überein. Es verschieben sich auch hier die Maxima mit höheren Drucken zu größeren Stromwerten und nehmen dabei an Höhe ab. Ferner ergibt sich, daß der starke Abfall der $\bar{\varepsilon}$-Werte gerade bei den Potentialen stattfindet, bei denen er beobachtet wurde (nahe dem Entladepotential).

Es ist nicht möglich, diese Berechnungen für noch höhere Drucke auszuführen, weil dazu die erperimentell bestimmten Werte von β fehlen: man müßte zu weit extrapolieren, so daß man den Zahlen kein Vertrauen mehr schenken könnte. Nimmt man einfach nur Elektronenstoß an, so ist die Berechnung ausführbar und man kann sich überzeugen, daß das gleiche Verhalten auch bei den höheren Drucken bestehen bleibt. Dieses ist ausgeführt in der Arbeit des Herrn Ad. Müller (vgl. Anmerkung auf S. 223, rechte Spalte).

Es ist ferner nicht angängig, den absoluten Wert der $\bar{\varepsilon}$ bei bestimmten Feldstärken aus der Theorie zu berechnen, um sie dann mit den beobachteten Werten zu vergleichen. Denn einmal konnte i_0 nicht gemessen werden (man müßte dazu eine ganz außerordentlich empfindliche Methode haben), und zweitens sind die beobachteten $\bar{\varepsilon}$-Werte noch eine Funktion der Schwingungsdauer der Elektrometernadel. Das kommt daher, weil das Elektrometer die Schwankungen vermöge seiner Trägheit über eine gewisse Zeit integriert. Wegen dieser Schwierigkeit vgl. die Arbeit von Meyer und Regener sowie meinen zusammenfassenden Bericht über die Schweidlerschen Schwankungen l. c.

Während das qualitative Verhalten der theoretischen und der beobachteten Kurven gut übereinstimmt, läßt sich aber ein Punkt angeben, in dem sicher keine quantitative Über-

Digitized by Google

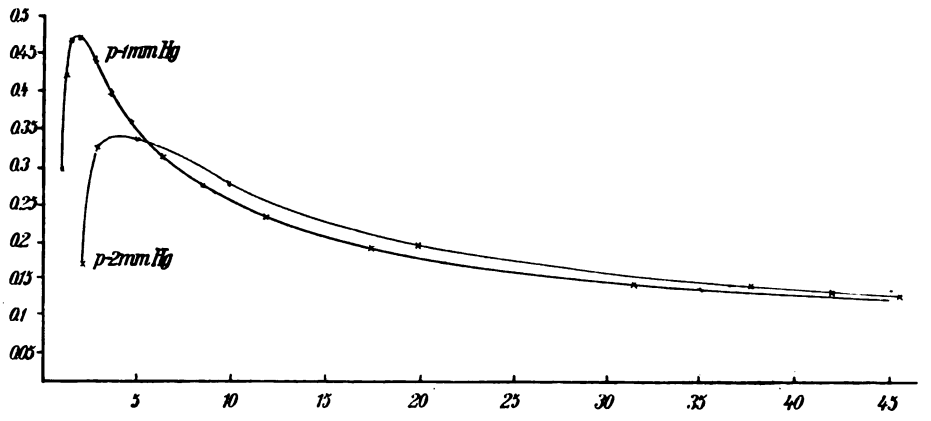


Fig. 3.

einstimmung statthat. Das Maximum der berechneten Kurven liegt

für $p = 1$ mm Hg etwa bei 220 Volt pro Zentimeter,
„ $p = 2$ mm „ „ 275 „ „ „

während es viel näher dem Entladepotential gefunden wurde, etwa in der Nähe von 720 Volt. (Die genauen Zahlen lassen sich nicht angeben, weil ε als Funktion der Stromstärke gemessen wurde, das an C angelegte Potential aber nicht genau seinem Wert nach bestimmt wurde. Vgl. über diesen Punkt noch § 11.)

Es könnte aber auch sein, daß die Townsendschen α- bzw. β-Werte etwas zu groß sind, was daraus geschlossen werden kann, daß man aus ihnen eine zu kleine Ionisierungsspannung erhält[1]). Wäre dieses wirklich der Fall, so würden sich die berechneten Maxima zu größeren Stromwerten (also auch nach größeren Feldstärken) hin verschieben.

Es läßt sich aus der Theorie noch folgender Schluß ziehen. Geht man bei konstantem Druck mit dem Ra in größere Abstände von dem Kondensator C, so wird die primäre Ionisation i_0 kleiner. Wie man aus der Formel 10a leicht ersieht, müssen dann, weil i proportional i_0 ist, die ε proportional $\frac{1}{\sqrt{i_0}}$ werden. Man kann das auch so ausdrücken:

$$\varepsilon_{1max} : \varepsilon_{2max} = \sqrt{i_{2max}} : \sqrt{i_{1max}} = \sqrt{i_{02}} : \sqrt{i_{01}},$$

wobei sich die ε- und i-Werte auf die Stellen der Maxima beziehen. Herr Ad. Müller, der auf meine Veranlassung hin im Physikalischen Institute der Universität Zürich die Schwankungen bei Stoßionisation genauer in weitem Druckbereiche sowie bei veränderter primärer Ionisation usw. untersucht hat[1]), konnte diese Beziehung befriedigend verifizieren.

§ 11. Mängel der Theorie. Wenn auch der qualitative Verlauf der Kurven darauf hinzudeuten scheint, daß die Grundlagen der Theorie nicht ganz verfehlt sind, so ist doch Gewicht darauf zu legen, daß eine quantitative Übereinstimmung nicht in allen Punkten erreicht ist. Es ist aber zu bedenken, daß die Theorie nur eine angenäherte sein kann, weil sie eine Reihe vereinfachender Annahmen macht, die hier in der Hauptsache aufgezählt werden sollen.

1. Herr Einstein hatte die Freundlichkeit, mich auf folgendes aufmerksam zu machen. Es kann keinem Zweifel unterliegen, daß die pro Zeiteinheit stattfindende Anzahl Gesamtstöße der Elektronen sowie der Ionen (N_n und N_p) nicht vollkommen konstant ist, sondern ebenfalls Schwankungen unterliegt. Nur dem Umstande, daß sich das Ionisationsgleichgewicht nicht momentan herstellt (vgl. § 12), ist es zuzuschreiben, daß man mit der in einem größeren Zeitraume stattfindenden Anzahl Gesamtstöße rechnen darf. Ein Fehler, der die berechneten Schwankungen zu klein werden läßt, bleibt jedenfalls bestehen.

2. Es ist angenommen, daß man in C immer ein homogenes Feld hat. Auf die Feldverzerrungen durch das Vorhandensein der Ionen ist nicht Rücksicht genommen.

3. Es ist angenommen, daß Stoßionisation dann eintritt, falls das stoßende Teilchen den Minimalwert K bzw. K' der kinetischen Energie erreicht hat. Vernachlässigt ist dabei der Einfluß, ob man es mit zentralem Stoße oder nicht

1) J. Stark, Phil. Mag. (6), **6**, 116, 1903; Ann. d. Phys. (4), **7**, 437, 1902. Ferner ist darauf hinzuweisen, daß in neuerer Zeit als Minimalwert der Ionisierungsspannung für Elektronen gefunden wurde: 11 Volt (P. Lenard, Ann. d. Phys. [4] **8**, 149, 1902); 10 Volt (O. v. Baeyer, Ber. d. Dtsch. Phys. Ges. **6**, 96, 1908); 8 Volt (H. Dember, Ann. d. Phys. [4] **30**, 137, 1909).

1) Die Versuche sollen in der demnächst erscheinenden Dissertation des Herrn Adolf Müller veröffentlicht werden.

Digitized by Google

zu tun hat, und ob sich etwa das Molekel in einem besonderen Zustande befindet.

4. Es ist ferner angenommen, daß die stoßenden Teilchen ihre Geschwindigkeit nur auf der freien Weglänge gewinnen, nach erfolgtem Stoße aber keine, im Vergleich mit der Endgeschwindigkeit beträchtliche, Geschwindigkeitskomponente behalten[1]).

5. Bei Stößen mit geringer kinetischer Energie sollen nur verschwindend wenige Teilchen sich an neutrale Gasmolekel anlagern.

6. Wie oben bemerkt, ist der Einfluß einer Rekombination vernachlässigt. (Wahrscheinlich würde Berücksichtigung dieses Einflusses ein Verschieben der Maxima zu größeren Stromwerten ergeben.)

§ 12. Wenn es auch nach den Ergebnissen Townsends absolut sicher ist, daß bei den hier verwendeten Feldern nahe dem Entladepotential auch Stoßionisation durch die positiven Ionen vorhanden ist, so zeigte dieses auch noch direkt folgender Versuch.

Hatte sich bei einem Drucke von etwa 1 mm *Hg* Gleichgewicht eingestellt und zeigte die Elektrometernadel die Schwankungen, so beobachtete man folgendes, wenn plötzlich das *Ra* vor dem Kondensator fortgenommen wurde. Der Elektrometeranschlag ging nicht sofort auf Null, sondern langsam unter beständigen großen Schwankungen. Es konnte bis zu einigen Minuten dauern, bis der Ausschlag vollständig verschwunden war. Dieser Versuch zeigt erstens, daß man auch Stoß der positiven Teilchen hat, daß man sich also gerade an der Grenze zwischen unselbständiger und selbständiger Entladung befindet. Zweitens aber dokumentiert sich auch, daß sich das Gleichgewicht nicht momentan einstellt, sondern eine beträchtliche Zeit dazu notwendig ist. Es liegen also die Verhältnisse so, wie man sie nach Herrn Einstein (§ 11) verlangen muß, um in der angeführten Weise rechnen zu können.

§ 13. Es kann wohl keinem Zweifel unterliegen, daß die beschriebene Erscheinung auch bei den Versuchen von Rutherford und Geiger[2]) mitgespielt hat. In der Tat waren die von den Verfassern beobachteten Elektrometerausschläge bei ihrer Multiplikationsmethode nicht konstant, wie folgende Zahlen, erhalten bei sehr guter Parallelität der eintretenden α-Strahlen, zeigen. (Die Ausschläge, die 2 α-Partikeln entsprechen, sind fortgelassen.)

11, 12, 10, 11
10, 11, 8
10, 9, 13, 8, 12,
8, 12
10, 6, 10
9, 10, 12, 11
10, 11
11, 13, 8
8
8, 12, 14, 6.

Wenn auch die Erklärungsweise für diese Schwankungen von Rutherford und Geiger richtig ist, so ist doch wohl auch als sicher anzunehmen, daß diese Unregelmäßigkeiten wenigstens teilweise durch die „Stoßschwankungen" bedingt sind.

§ 14. Zusammenfassung. 1. In der vorliegenden Arbeit wird folgende neue Erscheinung beschrieben. Ionisiert man durch einen radioaktiven Körper Luft, die sich zwischen zwei, nahe auf ihr Entladungspotential gebrachten Elektroden befindet, so zeigt sich, daß der entstehende Strom nicht konstant, sondern Schwankungen unterworfen ist. Diese Schwankungen, die sich über die „Schweidlerschen Schwankungen" des radioaktiven Körpers überlagern, werden als Funktion des Stromes und des Druckes gemessen.

2. Es wird eine Theorie der Erscheinung auf Grund einfacher Überlegungen aus der kinetischen Gastheorie gegeben. Beachtet man die Genauigkeitsgrenze sowohl der Theorie als auch der Versuche, so ergibt sich, daß die beobachteten Werte zum mindesten ihrem qualitativen Verlaufe nach der Theorie durchaus entsprechen.

3. Sollte sich diese Erklärungsweise als wirklich richtig erweisen, so hätte man einen Fall, in dem es möglich ist, mit unseren trägen Instrumenten die vorkommenden Abweichungen von den Mittelwertsgesetzen der kinetischen Gastheorie zu studieren.

Diese Untersuchung habe ich noch im Physikalischen Institute der Universität Zürich ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Dr. Kleiner, für die bereitwillige Gewährung der nicht unbeträchtlichen Mittel meinen besten Dank auszusprechen.

Aachen, Januar 1910.

(Eingegangen 7. Februar 1910.)

1) Es ist dieses dieselbe Annahme, die auch der allgemeinen Stoßionisationstheorie von Townsend zugrunde liegt. Vgl. Phil. Mag. (6) 1, 211, 1901.

2) E. Rutherford und H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. 81, 145, 1908.

Digitized by Google

Zur experimentellen Entscheidung der Frage nach der Natur der γ-Strahlen.

Von E. v. Schweidler.

Von den Theorien über die Natur der γ-Strahlen hat wohl die größte Verbreitung jene — u. a. von Rutherford in seiner Darstellung der radioaktiven Erscheinungen akzeptierte —, welche sie in Analogie mit der üblichen Theorie der Röntgenstrahlen als elektromagnetische Vorgänge im Äther (Impulse) auffaßt, die der plötzlichen Beschleunigung eines Elektrons bei der Emission der β-Strahlen zugeordnet sind.

Dieser Ätherimpulstheorie steht aber eine andere, besonders von W. H. Bragg vertretene gegenüber, die auch den γ-Strahlen korpuskularen Charakter zuschreibt (Korpuskulartheorie).

Zwischen diese beiden Theorien schiebt sich nun jene Anschauungsweise ein, zu welcher man durch Übertragung der modernen Lichtquantenhypothese auf die γ-Strahlung gelangt. Unter Beibehaltung der der Ätherimpulstheorie entsprechenden Annahme, daß die γ-Strahlung ein elektromagnetischer Vorgang sei, gelangt man doch in vieler Beziehung zu einer der Korpuskulartheorie sehr nahestehenden Auffassung, insofern bei einem Elementarvorgang der Strahlung (dem die Emission eines einzelnen Elektrons begleitenden Prozeß) die emittierte Energie stets in einem kleinen Volumelemente konzentriert bleibt und sich nur nach einer bestimmten Richtung hin fortpflanzt.

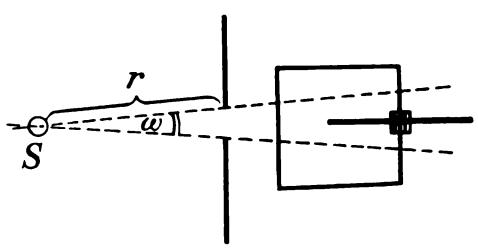
Wir wollen daher hier unter besonderer Betonung dieser letztgenannten Eigenschaften unter dem Namen „Korpuskulartheorie" die eigentliche Korpuskulartheorie Braggs und die sozusagen quasikorpuskulare Quantentheorie zusammenfassen, der Ätherimpulstheorie gegenüberstellen und die Frage aufwerfen, ob eine experimentelle Entscheidung zwischen diesen beiden Theorien möglich ist.

Dieses Problem steht in naher Beziehung zu den analogen Fragen, die J. Stark[1]) bezüglich der Natur der Röntgenstrahlen experimentell zu entscheiden sucht, doch wird die Methode der Lösung eine wesentlich abweichende sein müssen. Denn während bei der Röntgenstrahlung, die durch eine Kathodenstrahlung bestimmter Richtung erregt wird, ihre Dissymmetrie, bezw. der Grad ihrer Dissymmetrie, das entscheidende Merkmal bildet, ist für die γ-Strahlung eines radioaktiven Körpers eine Dissymmetrie von vornherein nicht zu erwarten, da ja der primäre Vorgang, die erzeugende β-Strahlung, im Durchschnitt nach allen Richtungen hin gleich ist.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 902, 1909.

Man erkennt aber leicht, daß eine eindeutige Entscheidung zwischen den beiden oben einander gegenübergestellten Auffassungen möglich ist, sobald es gelingt, die in einem Versuchsraume wirksamen Elementarprozesse zu zählen.

Bloß zur Vereinfachung der Ausdrucksweise sei provisorisch der Ätherimpulstheorie jene Form gegeben, die zunächst J. Stark[1]) formuliert hat, um sie zu widerlegen, die aber dann A. Sommerfeld[2]) als der korrekt durchgeführten elektromagnetischen Impulstheorie nicht entsprechend zurückgewiesen hat: die Behauptung nämlich, daß vom Zentrum der Emission (Stelle, an welcher eine Geschwindigkeitsänderung des Elektrons eintritt) sich die Strahlung in Form einer isotropen Kugelwelle ausbreite. Die Modifikationen, die sich ergeben, wenn diese theoretisch unhaltbare Annahme durch die korrekte ersetzt wird, sollen dann nachträglich angefügt werden.



Wir denken uns eine γ-strahlende Substanz S, die als „punktförmige" Strahlungsquelle betrachtet werden kann, ferner in einer Entfernung r von ihr einen undurchlässigen Schirm mit einem Loche, dessen räumlicher Winkel (von S aus gesehen) mit ω bezeichnet sei. Die das Loch passierenden Strahlen dringen in ein Gefäß, in dem die Intensität J des durchgelassenen Strahlenkegels durch die hervorgerufene Ionisation in relativem Maße bestimmt werden kann. Wird jetzt bei konstantem r das Loch verkleinert (auf den räumlichen Winkel ω'), so wird selbstverständlich die beobachtete Intensität J' im gleichen Verhältnis verkleinert: also $J' = J\frac{\omega'}{\omega}$.

Diese Beziehung ist aber vom Standpunkte der beiden Theorien aus verschieden zu interpretieren:

Nach der Ätherimpulstheorie bleibt die Zahl der Elementarprozesse oder, wie wir fernerhin kurz sagen wollen, die Zahl der wirksamen γ-Strahlen in beiden Fällen dieselbe, nur die Wirksamkeit (Ionisierungsstärke) eines einzelnen Strahles sinkt proportional der Verkleinerung des Flächenstückes, das das Loch aus der gesamten Oberfläche der Kugelwelle herausschneidet. Also:

1) J. Stark, l. c.
2) A. Sommerfeld, diese Zeitschr. **10**, 969, 1909.

Digitized by Google

$$J = Z_1 k_1; \quad J' = Z_1 k'_1 = Z_1 \left(k_1 \frac{\omega'}{\omega}\right).$$

Nach der Korpuskulartheorie hingegen behält jede Korpuskel, die überhaupt das Loch passiert, auch ihre Wirksamkeit bei, es wird bloß dem räumlichen Winkel des Loches proportional die Zahl der durchgehenden Strahlen geändert, also:

$$J = Z_2 k_2; \quad J' = \left(Z_2 \frac{\omega'}{\omega}\right) k_2.$$

Sobald man daher imstande ist, den beobachteten Effekt J in seine Faktoren Z und k zu zerlegen, ist eine eindeutige Entscheidung zwischen beiden Auffassungen möglich. Dabei ist es vollkommen gleichgültig, ob der beobachtete Effekt J, die Ionisierung, unmittelbar durch die γ-Strahlen selbst oder mittelbar durch die von ihnen im Versuchsraum erzeugten Sekundärstrahlen hervorgerufen wird, solange man nur Proportionalität zwischen dem sekundären Effekte und der Intensität der primären γ-Strahlung annimmt.

Im selben Sinne wie eine Veränderung der absoluten Lochgröße, würde auch eine Variation der Distanz r wirken.

Ist aus radioaktiven Daten die Anzahl der von der Strahlungsquelle ausgehenden Strahlen (= Anzahl der unter begleitender γ-Strahlung zerfallenden Atome) bekannt und mit Z bezeichnet, so ist im obigen Beispiele:

$$Z_1 = Z; \quad Z_2 = Z \frac{\omega}{4\pi}$$

also schon durch einen Versuch bei gegebener Lochgröße und Distanz die experimentelle Prüfung durchgeführt.

Wir haben bisher vorausgesetzt, daß dem Elementarvorgang eine überall gleich beschaffene Kugelwelle entspricht. Wie A. Sommerfeld[1]) ältere Ergebnisse rekapitulierend ausführt, ist diese Annahme eine unzutreffende, da auch nach der Ätherimpulstheorie die Intensität der Strahlung nach verschiedenen Richtungen hin verschieden ist. Infolge dieses Umstandes ist daher auch vom Standpunkt dieser Theorie die Zahl der wirksamen γ-Strahlen, welche in der oben beschriebenen Versuchsanordnung das Loch passieren, eine geringere als die Gesamtzahl der von S emittierten, da alle jene Strahlen, für die eine Richtung geringer Wirksamkeit innerhalb des Raumwinkels ω fällt, auszuscheiden sind. Doch zeigt eine rohe Annäherungsrechnung, daß dieser Einfluß der Dissymmetrie des einzelnen Impulses praktisch von geringer Bedeutung ist.

Bezeichnet φ den Winkel zwischen einer beliebig gewählten Richtung und dem Beschleunigungsvektor des Elektrons, welches den Impuls hervorruft, so entnimmt man für den Fall, daß die Elektronengeschwindigkeit ein Drittel der Lichtgeschwindigkeit sei (also ungefähr den Verhältnissen bei γ-Strahlung entsprechend), der von Sommerfeld gegebenen Kurve III folgende Zahlenwerte der in diese Richtung fallenden Strahlungsintensität $\mathfrak{S}$ in willkürlichen Einheiten:

φ	$\mathfrak{S}$	φ	$\mathfrak{S}$
0°	0	100°	77
10°	11	110°	64
20°	22	120°	50
30°	41	130°	35
40°	66	140°	25
50°	85	150°	14
60°	96	160°	8
70°	100	170°	4
80°	97	180°	0
90°	90		

Wird daher die Strahlungsintensität in drei Stufen eingeteilt:

schwach für $\mathfrak{S} = 0$ bis 33,
mittel „ $\mathfrak{S} = 33$ „ 67,
stark „ $\mathfrak{S} = 67$ „ 100,

und die Verteilung der Intensität über die verschiedenen Zonen untersucht, so erhält man:

Zone	Flächeninhalt	$\mathfrak{S}$
0°—25°	$4\pi r^2 \times 0{,}05$	schwach
25°—40°	$4\pi r^2 \times 0{,}07$	mittel
40°—90°	$4\pi r^2 \times 0{,}38$	stark
90°—110°	$4\pi r^2 \times 0{,}17$	stark
110° - 130°	$4\pi r^2 \times 0{,}17$	mittel
130°—180°	$4\pi r^2 \times 0{,}16$	schwach

Die Summierung ergibt, daß von der Kugeloberfläche rund 55 Proz. von starker, 24 Proz. von mittlerer und 21 Proz. von schwacher Strahlung getroffen werden.

Ein kleines Loch, dessen räumlicher Winkel $\omega = 4\pi \times 0{,}01$ ist, wird also nach der Korpuskulartheorie nur von 1 Proz. der von S überhaupt emittierten Strahlen passiert, während nach der Ätherimpulstheorie etwa 80 Proz. mit starker oder mittlerer Intensität hindurchdringen, so daß die Größenordnung der Strahlenanzahl durch die Einführung der korrekten Annahmen nicht geändert wird.

Nachdem so die Lösung des Problems im Prinzip auf die Zählung der in einen Versuchsraum eindringenden γ-Strahlen zurückgeführt ist, ist die praktische Ausführbarkeit einer solchen Zählung zu untersuchen.

a) Eine direkte Zählung der hypothetischen γ-Korpuskeln wäre denkbar durch Beobachtung szintillierender Fluoreszenz, wie es ja bei α-Strahlen tatsächlich ausgeführt wurde (vgl. eine Bemer-

1) A. Sommerfeld, l. c.

Digitized by Google

kung von H. Rubens[1]) in der Diskussion nach dem Vortrage A. Einsteins bei der 81. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Salzburg). Doch ist derzeit an der durch γ-Strahlen hervorgerufenen Fluoreszenz eine Diskontinuität nicht erweisbar, ohne daß dieser Befund bindend wäre im Sinne einer definitiven Entscheidung gegen die Korpuskulartheorie.

b) Eine zweite direkte Methode der Zählung von γ-Strahlen ist denkbar durch Anwendung jener Versuchsanordnung, mit der E. Rutherford und H. Geiger[2]) die Zählung von α-Partikeln durchgeführt haben. Sie besteht darin, daß die zu untersuchende Strahlung in ein Ionisierungsgefäß geleitet wird, dessen Elektroden auf eine nahe an das Entladungspotential heranreichende Spannung geladen sind; die primär durch die Absorption der Strahlung gebildeten Ionen erzeugen dann durch Ionenstoß sekundär neue Ionen, so daß der einem einzelnen Elementarprozesse entsprechende Ionisierungseffekt die Schwelle der Meßbarkeit überschreitet.

Es scheint aber hierzu notwendig zu sein, daß die Zahl der primär erzeugten Ionen eine nicht zu kleine sei. Wenigstens geben die genannten Autoren an, daß die Wirkung eines einzelnen β-Strahles auf diese Weise nicht erkennbar war; um so weniger ist ein Erfolg zu erwarten bei γ-Strahlen, deren ionisierende Wirkung noch bedeutend geringer als die der β-Strahlen ist.

c) Neben diesen beiden direkten Methoden, die freilich vorzuziehen wären, falls sie doch experimentell durchführbar sein sollten, gibt es noch eine indirekte Methode, die sich auf die Schwankungen der radioaktiven Umwandlung[3]) gründet.

Ist Z die durchschnittliche Anzahl der Atome, die innerhalb eines beliebigen Zeitintervalles zerfallen, so wird tatsächlich in irgendeinem einzelnen Versuche diese Zahl sein: $Z(1 \pm \delta)$ und die mittlere Abweichung vom Normalwerte Z bei zahlreichen (n) wiederholten Versuchen ist gegeben durch:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma \delta^2}{n-1}} = \frac{1}{\sqrt{Z}}.$$

Wird also die Schwankung des von einer Strahlung hervorgerufenen Ionisierungseffektes um ihren Mittelwert untersucht, so kann hieraus die Zahl der Elementarprozesse berechnet werden.

Freilich wirkt auch hier die geringe Ionisierungsstärke der γ-Strahlen hinderlich, so daß eine direkte Beobachtung der Schwankung aussichtslos wäre; denn bei kleinen Werten von Z (daher prozentuell großer Schwankung) ist der Effekt der Strahlung überhaupt nicht erkennbar, bei hinreichend großen Werten von Z wird wieder die Schwankung, in Bruchteilen des Mittelwertes ausgedrückt, so klein, daß die praktisch erreichbare Genauigkeit der Messung zu ihrer Konstatierung nicht ausreicht.

Durch Anwendung einer Differentialmethode, wie sie zuerst K. W. F. Kohlrausch[1]) angewandt hat, wäre aber gleichwohl auch die Schwankung der durch γ-Strahlen hervorgerufenen Ionisierung empirisch nachweisbar, wie sich ergibt durch die numerische Berechnung bei realisierbaren Versuchsbedingungen.

Eine experimentelle Durchführung der hier geschilderten Methode ist in Vorbereitung, doch wäre es bei der allgemeinen Bedeutung des zu lösenden Problemes wünschenswert, daß auch anderwärts die gleiche Untersuchung durchgeführt würde.

1) Diese Zeitschr. **10**, 826, 1909.
2) E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 141, 1908.
3) E. v. Schweidler, Int. Congr. de Rad., Liège 1905, auch E. Meyer, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **5**, 423, 1908.

1) K. W. F. Kohlrausch, Wien. Ber. **115**, 673, 1906.

Wien, II. Physikal. Institut, 12. Febr. 1910.

(Eingegangen 14. Februar 1910.)

Über die Zerfallsprodukte von Radium und Thor in der Atmosphäre.

Von D. Pacini.

Es ist bekannt, daß ein negativ elektrischer Draht, welcher der freien Luft ausgesetzt wird, hauptsächlich durch die Zerfallsprodukte der Radium- und Thoremanationen aktiviert wird.

Verschiedene Forscher haben sich schon mit der Frage beschäftigt, welcher Anteil der induzierten Radioaktivität des Drahtes dem Radium zuzuschreiben ist und welcher dem Thor. Ich komme noch zurück auf die Arbeiten von Bumstead[1]), der bei zwölfstündiger Aktivierungszeit in New Haven findet, daß 15 Proz. der gesamten Aktivität dem Thor zukommt und von Blanc[2]), der bei dreitägiger Aktivierungszeit in Rom 75 Proz. der gesamten Aktivität dem Thor zuschreibt.

Im April 1908 veröffentlichte Dadourian im „Radium" als Ergebnis einer Versuchsreihe in New Haven mit einem 4 Tage lang aktivierten Drahte, daß 20—30 Proz. der anfänglichen Gesamtaktivität den Zerfallsprodukten des Thor zuzuschreiben sind. Dadourian berechnet auch, in welchem Verhältnis die Radium- und Thor-

1) Bumstead, Am. Journal of Science 1904.
2) G. A. Blanc, Nuovo Cimento 1907, S. 199.

Digitized by Google

emanationen in der Nähe des Drahtes in der Luft vorhanden sein müßten, um die beobachteten Zerfallsprodukte auf dem Drahte hervorbringen zu können. Allerdings übersieht Dadourian dabei einen Punkt, und daher sollen hier nicht seine Resultate angeführt werden, sondern die, welche Wilson[1]) kürzlich erhielt bei Wiederaufnahme von Dadourians Berechnungen.

Wilson findet bei Aktivierungszeiten von 3 bis 8 Stunden in Manchester, daß ungefähr 62 Proz. dem Thor angehören und gibt die Zahl 3700 an für das Verhältnis der Radium- und Thor-Emanationen, die in Manchester während seiner Versuche in der Luft vorhanden waren. — Aus den Resultaten von Blanc in Rom erhält man für dieses Verhältnis Werte zwischen 2600 und 4000, und für New Haven aus Dadourians Zahlen Werte zwischen 9000 und 18 000.

Über eine weitere ausgedehnte Beobachtungsreihe berichtet F. A. Harvey[2]). Er hat 26 Aktivierungen in Berkeley in California ausgeführt und 9 in Denver in Colorado mit Spannungen, die zwischen 500 und mehr als 5000 Volt variierbar waren; unter anderem schloß er aus seinen Beobachtungen, daß die Halbwertszeit nicht konstant sei, sondern zwischen 30 Minuten und $5^h\ 30'$ schwanke und daß der Prozentsatz der induzierten Aktivität, welcher dem Thor zukommt, zwischen 10,6 Proz. bis 76 Proz. wechsele, und zwar hänge er ab von dem Potential des Drahtes und vom Luftdruck. Ferner sagt Harvey, daß bei Westwind der größte Prozentgehalt an Thor zu konstatieren war und da dieser Wind vom Stillen Ozean her, über ungefähr 2,4 Meilen Sumpfland kam, so schließt er daraus, daß entweder die Luft über dem Stillen Ozean reich sei an Thor-Emanation im Gegensatz zu dem, was ich für den Ligurischen Meerbusen konstatiert habe, oder daß in den Sümpfen viel Thorsalze enthalten seien[3]). — Die größten Aktivierungszahlen erhält er bei Nordwind, zugleich mit dem größten Gehalt an Radiumprodukten.

Die Versuche, über welche ich hier berichten will, hatten den Zweck, das oben genannte Verhältnis von Radium- und Thor-Emanation in freier Luft, an einem hochgelegenen, dem Winde offen ausgesetzten Orte zu prüfen, und ferner die Abhängigkeit dieses Verhältnisses von den meteorologischen Umständen zu untersuchen.

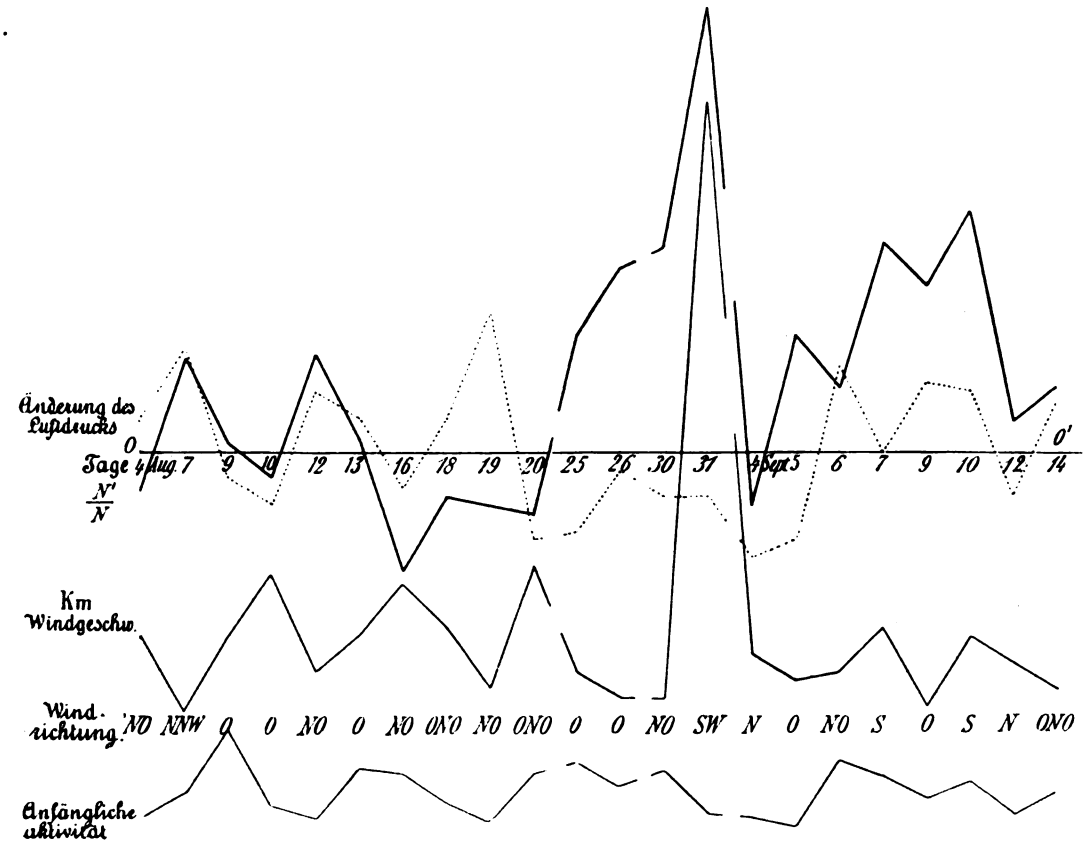
Die Versuche wurden ausgeführt in dem meteorologischen Observatorium in Sestola; es liegt ungefähr 1090 m über dem Meere, auf einem alle anderen überragenden Hügel; nur im SSO und W steigt der Apennin empor, der dort im Monte Cimone eine Höhe von 2000 m erreicht. — Die Versuche wurden im August und September 1909 ausgeführt. Auf dem Gipfel des felsigen Hügels, 3 m über dem Boden, wurde ein Kupferdraht von 12 m Länge ausgespannt und durch eine sorgfältig isolierte Batterie von Zamboni-Säulen negativ elektrisch geladen. Von den 22 ausgeführten Aktivierungen wurden 20 auf 4 Stunden ausgedehnt, von ungefähr 8 Uhr morgens, bis ungefähr 12 Uhr mittags; eine dauerte 4 Std. 22′ und eine $3^h\ 30'$. Vor und nach jedem Versuche wurde der Spannungsverlust des Elektrometers bestimmt, mit welchem das Abklingen des Drahtes beobachtet wurde; dieser Spannungsverlust war stets ungefähr 6 Volt pro Stunde. — Die Aufnahme der Abklingungskurve wurde 5 Minuten nach Abnahme der Spannung begonnen und über mehr als 5 Stunden ausgedehnt.

Aus den letzten Ablesungen kann man leicht für die vorhergehende Zeit die entsprechenden Werte für die Abklingungskurve des Thors entnehmen, und da die Totalaktivität in den einzelnen Zeitpunkten bekannt ist, kann man ohne weiteres die Kurve für das Radium aufzeichnen.

Es ist leicht zu zeigen, daß das Gleichgewicht in bezug auf Radium praktisch nach 4 stündiger Aktivierung erreicht ist; es muß aber die Zunahme an induzierter Aktivität berechnet werden, welche durch das Thor verursacht würde, falls die Aktivierung bis zur Erreichung des Gleichgewichts für die Thorzerfallsprodukte weiter geführt würde. Dann können wir für jeden Versuch das Verhältnis der durch Thor und der durch Radium induzierten Aktivität bei erreichtem Gleichgewichtszustand feststellen. Mit Hilfe dieses Verhältnisses und mit Hilfe der bekannten radioaktiven Konstanten der Radium- und Thor-Emanationen und des bekannten Verlaufes der von den Zerfallsprodukten *ThB*, *ThC*, *RaA*, *RaC* ausgesandten α-Strahlen, können wir nun für jeden Versuch das Verhältnis $\frac{N'}{N}$ berechnen, d. h. das Verhältnis der Radium- und Thor-Emanationen, welche in einem Kubikmeter Luft in der Nähe des Bodens zurzeit der Aktivierung vorhanden waren, wobei angenommen wird, daß die Aktivität des Drahtes durch den Zerfall der

1) W. Wilson, Phil. Mag. 1909, S. 321.
2) F. A. Harvey, The Phys. Rev. **28**, 188, 1909.
3) Bevor nicht durch direkte Versuche erwiesen wird, daß die Luft über dem Stillen Ozean mehr Thorprodukte enthält, als die Luft über dem Atlantischen Ozean (siehe: Pacini, Nuovo Cim. 1908, S. 24 u. Runge, Göttinger Nachr. 1907) und über dem Mittelmeere, muß die erste Hypothese ausgeschlossen werden.

Digitized by Google



Emanationen in der Nachbarschaft des Drahtes selbst entsteht.

In der umstehenden Tabelle sind die Ergebnisse der Versuche und der Berechnung ausführlich wiedergegeben. Ferner findet man dort die meteorologischen Daten für die Versuchstage; für die Tage dazwischen sind kurze Bemerkungen hierüber in den Fußnoten enthalten.

Wie man aus der 3. Spalte der Tabelle sieht, variierte das Potential des Drahtes zwischen 1400 und 1600 Volt an den verschiedenen Tagen; diese Änderungen haben keinen sichtbaren Einfluß weder auf die gesamte erzielte Aktivität, noch auf das Verhältnis $\frac{N'}{N}$, so daß man sagen kann, der Einfluß von Spannungsschwankungen dieser Größenordnung ist zu vernachlässigen neben dem Einflusse der andern Faktoren.

Versuchsergebnisse. — Die Zahlen der vierten Spalte geben den Anfangswert der Dispersion in Volt in der ersten Minute an, und aus dem Vergleiche dieser Zahlen kann man auf die Menge radioaktiver Substanzen schließen, die sich bei den einzelnen Versuchen auf dem Drahte niedergeschlagen haben.

Die Halbwertszeiten schwankten bei 17 von 22 Beobachtungen zwischen 56′ und 65′; der kleinste Wert war 52′, der größte 85′, welchem 29 Proz. und 73 Proz. Thor-Induktion entsprechen. In meinem Falle also, wo die Aktivierung fast immer die gleiche Dauer von 4 Stunden hatte und die Messungen 5 Minuten nach Abnahme der Spannung begannen, variierten die Halbwertszeiten nur wenig, im Vergleich mit den Harveyschen Werten, die von 33′ bis $5^1/_2{}^h$ schwanken.

Die Gesamtaktivität bei erreichtem Gleichgewicht schwankt ungefähr im Verhältnis 1 : 2. — Es lassen sich aber diese Schwankungen weder mit der Temperatur in Zusammenhang bringen, noch mit der relativen Feuchtigkeit, noch mit dem mittleren Luftdruck während der Versuche. Auch der der Aktivierung vorausgehende Barometergang scheint keinen Einfluß zu haben auf die niedergeschlagenen radioaktiven Substanzmengen, wie man aus Kolonne 12 ersieht; so bleibt nur noch die Frage, ob die Änderung des Luftdrucks während und vor den Versuchen eine merkbare Wirkung ausübt. Man kann annehmen, daß in diesen Regionen des hohen Apennins, wo die Luft meistens bewegt ist, der Einfluß des Luftdruckes auf die Mengen aktiver Substanz in der Luft sich stets nur kurze Zeit über die Versuchszeit hinaus geltend macht; daher habe ich in Kolonne 14 die Druckänderungen binnen 6 Stun-

Digitized by Google

Datum	Dauer der Aktivierung	Spannung des Drahtes in Volt	Anfängl. Aktivität in Volt pro Minute	Halbwertszeit	*Th* zu Anfang	*Ra* zu Anfang	Anfängl. Gesamtaktivität bei erreichtem Gleichgewicht	*Th* zu Anfang bei erreichtem Gleichgewicht	Prozeutgehalt von *Th*	N'/N	Gang des Barometers vor dem Versuche	Mittlere Abweichung des Luftdrucks vom Normalwert in mm	Änderung d. Luftdrucks in 6 Stunden	Windrichtung	Windgeschwind. km	Mittlere Temperatur	Mittl. relat. Feuchtigkeit	Bewölkung
4. Aug.	4h	—1400	14,0	60′	3,6	10,4	26,1	15,7	60	4100	Fällt seit langer Zeit	—3,8	+0,4	NO	9	14°,0	60	6/10 bedeckt *Sr*, *Cu*. *Fr—Cu*, etwas *N* ● Horizont ⊙0—2 [1]).
7.	„	—1600	20,0	65′	3,3	16,7	31,2	14,5	46	7100	Steigt langsam seit 3 Tagen	+0,5	+1,2	NNW	0,5	16°,5	53	5/10 bedeckt *Sr*. *Cu*, *Fr—Cu*, ● Horizont, ⊙1—2 [2]).
9.	„	„	27,5	60′	5,7	21,8	46,5	24,7	53	5200	Steigt 5 Tage lang	+4,0	—0,3	O	9	22°,3	43	1/10 bedeckt *Sr*, ● Horizont, ⊙2.
10.	„	„	16,1	60′	3,9	12,2	29,1	16,9	58	4400	Fällt seit 24h	+0,9	—0,6	O	16	20°,3	30	9/10 bedeckt *Sr*, einige *Fr—Cu*; ● Horizont [3]).
12.	„	„	17,0	70′	2,8	14,2	26,3	12,1	46	7200	Im Steigen begriffen seit 36h	+1,5	+0,7	NO	5	18°,8	62	5/10 bedeckt *Cu*, *Fr—Cu*, ●, ⊙1—2.
13.	„	„	22,2	65′	4,7	17,5	37,9	20,4	54	5300	Im Steigen begriffen seit 60h	+2,5	+0,4	O	9	20°,4	52	1/10 bedeckt *Cu*; nebliger Horizont, ⊙2 [4]).
16.	„	„	16,1	85′	6,1	10,0	36,4	26,4	73	2300	Fällt seit 24h	+0,8	—0,4	NO	15	24°,0	27	1/10—3/10 bedeckt, leichte *Sr*, ● Horizont, ⊙2 [5]).
18.	„	—1500	15,8	65′	4,1	11,7	29,8	18,1	61	4000	Konstant seit 24h	+0,1	+0,4	ONO	10	20°,4	63	1/10—2/10 bedeckt, *Sr* und ● nördlicher Horizont, ⊙2 [6]).
19.	„	„	13,2	70′	3,6	9,6	25,2	15,6	62	3800	Zuerst konstant, dann rasches Steig seit 4h	+3,3	+1,6	NO	3	20°,0	63	3/10 bedeckt, verstreute *Sr* und *Cu*, ● am Horizont; ⊙1—2
20.	4h 22′	—1400	19,3	65′	5,7	13,6	36,5	22,9	63	3600	Steigt seit dem Tage vorher	+4,7	—1,0	ONO	17	20°,7	48	5/10 bedeckt, *Sr—Cu*, ● Horizont; ⊙0—2 [7]).
25.	4h	—1600	25,9	61′	4,0	21,9	39,4	17,5	44	7700	Steigt langsam seit 10h	—0,1	—0,9	O	5	18°,8	54	6/10 bedeckt *Cu*, *Fr—Cu*, *Sr*, *Cu—Sr*, ● Horizont, ⊙2
26.	3h 30′	„	23,1	59′	2,8	20,3	33,9	13,6	40	9200	Steigt langsam seit 33h	—2,5	—0,2	O	2	18°,5	62	7/10 bedeckt *Sr*, *Cu*, *Fr—Cu* und etwas *Ne*; ● Horizont, ⊙1—2 [8]).
30.	4h	„	26,3	56′	3,3	23,0	37,5	14,5	39	9700	Steigt langsam seit 34h	—2,9	—0,5	NO	2	16°,3	68	6/10 bedeckt *Cu*, *Fr—Cu*, ● Horizont, ⊙1—2.
31.	„	—1500	21,2	52′	1,8	19,4	27,2	7,8	29	15200	Steigt langsam seit 57h	—6,1	—0,5	SW	70	17°,0	61	7/10 bedeckt *Cu*, *Sr—Cu*, *Sr*, ● Horizont, ⊙0—1 [9])
4. Sept.	„	—1400	13,8	61′	3,7	10,1	26,4	16,3	62	3800	Steigt langsam seit 13h	+1,0	—1,2	N	7	12°,4	73	9/10 bedeckt *Sr—Cu*, *Cu* und *Ne*, ⊙0—1.
5.	„	„	16,1	59′	2,5	13,6	24,4	10,8	44	7700	Fällt schnell seit 36h	—4,1	—1,0	O	4	13°,3	75	6/10 bedeckt *Sr*, *Ci—Sr*, ● Horizont ⊙1—2.
6.	„	—1600	24,9	58′	4,4	20,5	39,8	19,3	48	6500	Steigt seit 15h	—1,4	+1,0	NO	5	14°,5	61	7/10 bedeckt *Cu*, *Fr—Cu*; ⊙1—2.
7.	„	—1500	25,4	53′	3,2	22,2	36,1	13,9	38	9800	Konstant seit 24h	—1,4	0.0	S	10	15°,8	48	1/10 bedeckt leichte *Sr*, ⊙2 [10]).
9.	„	„	21,1	57′	2,9	18,2	30,9	12,7	41	8800	Steigt um 2 1/2 mm in 24h	+1,1	+0,8	O	1	16°,6	80	6/10 bedeckt *Cu*, *Sr—Cu*, nebeliger Horizont, ⊙1—2.
10.	„	—1400	24,7	56′	2,9	21,8	34,5	12,7	37	10500	Steigt wenig in 24h	+1,9	+0,7	S	9	16°,6	72	5/10 bedeckt hohe *Sr*; ● in den benachbarten Tälern, ⊙1—2 [11]).
12.	„	—1500	16,2	60′	3,2	13,0	26,9	13,9	52	5700	Fällt um 3 mm in 32h	—2,8	—0,5	N	6	15°,7	63	5/10 bedeckt *Sr—Cu*, ● Horizont, ⊙1—2 [12]).
14.	„	„	20,2	60′	3,6	16,6	32,3	15,7	49	6500	Steigt um 3 mm in 25h	—0,6	+0,6	ONO	3	13°,7	62	6/10 bedeckt *Sr*, *Ci—Cu*, ⊙1—2.

1) Am 5. u. 6. Aug. bedeckter Himmel, ab und zu leiser Regen, sehr schwacher Wind, 1. Quadrat. 2) Am 8. 3/10 bedeckt, zerstreute *Sr*, ganz schwacher Wind, 1. Quadr. oder Windstille. — 3) Am 11. 9/10 bedeckt *Sr*, *Cu*, Windstille oder ganz schwacher Nordwind. — 4) Am 14. u. 15. vorherrschend klarer Himmel; Luft ganz wenig bewegt oder ruhig. — 5) Am 17. 5/10 bedeckt, mäßiger wechselnder Wind in der Nacht und am Morgen, dann Windstille. — 6) In der Nacht vom 18. auf den 19. und am Morgen des 19. starker Ostwind. — 7) Am 21. bis 24. Himmel meist bedeckt, Nebel und Regen; schwacher Ostwind. — 8) Am 27. bis 29. Himmel meist bedeckt, Nebel und Regen; schwacher Nordwind. — 9) Am 1. bis 3. Sept. Himmel meist bedeckt, Nebel und Regen; Windstille oder sehr schwacher Wind, 1. Quadr. — 10) Am 8. Himmel meist bedeckt; Windstille oder schwacher Ostwind. — 11) Am 11. Himmel meist bedeckt; Windstille oder sehr schwacher Ostwind. — 12) Am 13. Himmel meist bedeckt; wechselnder sehr schwacher Wind.

Digitized by Google

den zusammengestellt, immer 2 Stunden vor der 4 stündigen Aktivierungszeit beginnend [1]). Diese Druckänderungen sind als punktierte Linie im Diagramm aufgetragen, die Punkte über der Linie *OO'* bedeuten ein Steigen, die Punkte unter der Linie ein Fallen des Barometers. Bei einem Vergleiche dieser Kurve mit der Kurve der Gesamtaktivität muß man die Beobachtungen ausscheiden, welche nach großen atmosphärischen Störungen ausgeführt wurden, wo Niederschläge eine Änderung in der gesamten Menge sowie in dem Mengenverhältnis der radioaktiven Stoffe in der Luft zur Folge haben können. Diese Fälle entsprechen den unterbrochenen Linien des Diagramms. — Wenn auch die Übereinstimmung im Gange der beiden Kurven keine vollständige ist, so sieht man doch daraus, daß da, wo der Einfluß des Luftdrucks sich geltend macht, unabhängig von andern Faktoren (z. B. dem Winde), nicht der Barometerstand selbst das Bestimmende ist, sondern nur seine Änderung während des Versuchs und ein paar Stunden vorher, wie dies schon Harvey [2]) und Kurz [3]) bemerken.

Aus einer Betrachtung des Diagramms der Windgeschwindigkeiten geht hervor, daß bei den meist schwachen Winden von NW und O, welche an 19 von den 22 Tagen wehten und von Tal und Ebene herkamen, dem schwächsten Winde die geringste Gesamtaktivität entsprach, wobei wieder die unterbrochenen Stellen des Diagramms nicht in Betracht zu ziehen sind. Nur der starke Wind vom 31. August ist von einer schwachen Aktivität begleitet, was aber mit der Beobachtung anderer Forscher übereinstimmt, daß starken Winden kleine Aktivierungszahlen entsprächen; doch muß bemerkt werden, daß in meinem Falle der SW-Wind von dem höchsten Gipfel des Apennins herabweht, der dort im Cimone eine Höhe von 2000 m erreicht.

Das Verhältnis $\frac{N'}{N}$ wurde für jeden Versuch berechnet (siehe Kolonne 11 der Tabelle). Dieses Verhältnis wechselte von 2300 bis 15 200 bei den 22 in Sestola ausgeführten Versuchsreihen; diese großen Schwankungen sind leicht zu erklären durch die starken atmosphärischen Störungen, welche hier auch im Sommer sehr häufig sind, und im Sommer 1909 besonders häufig waren.

Das Mittel von $\frac{N'}{N}$ für den Apennin, 1090 m über dem Meere, war 6700: ein Wert, der größer ist als die für Rom und Cambridge gefundenen, kleiner als der von Dadourian für New Haven angegebene.

An Hand der beigegebenen Tabelle und Figur können wir den Wechsel der meteorologischen Verhältnisse an den Versuchstagen verfolgen. Daraus läßt sich folgendes schließen:

Die Temperaturänderungen während der Versuchszeit zeigen keine Übereinstimmung mit den Änderungen des Wertes $\frac{N'}{N}$.

Der Einfluß der relativen Feuchtigkeit auf den Wert $\frac{N'}{N}$ wird verdeckt von dem Einflusse anderer Faktoren.

Ein Zusammenhang zwischen dem Barometerstand selbst und dem Werte $\frac{N'}{N}$ scheint nach den vorliegenden Versuchen nicht zu bestehen.

Vergleichen wir nun die Schwankungen dieses Verhältnisses und die Schwankungen des Luftdruckes während des Versuches und 2 Stunden vorher. — Bei den ersten 8 Versuchen ist der Verlauf der 2 Kurven ein sehr ähnlicher; diese Versuche fallen in eine Zeit ohne bemerkenswerte atmosphärische Störungen. Vom 19. August an kommen Fälle vor, wo der Gang der Kurven nicht mehr parallel ist, auch wenn man die Vorkommnisse von Niederschlägen ausnimmt. So gab es z. B. keinen Niederschlag zwischen dem 19. und 20. August, auch nicht zwischen dem 30. und 31. August und ebensowenig am 5., 6. und 7. September, und trotzdem folgt hier der Wert $\frac{N'}{N}$ nicht mehr den Änderungen des Luftdruckes; der Einfluß der Luftdrucksänderung kann also zurücktreten vor einem anderen stärkeren Faktor; und dieser stärkere Faktor scheint mir der Wind zu sein.

Bei den ersten 8 Versuchen, wo Südwind weht, der im Beobachtungsort aus der Po-Ebene kommend durch Täler streicht, ist der Verlauf der Windstärken-Kurve und der Kurve des Wertes $\frac{N'}{N}$ gerade ein entgegengesetzter; mit zunehmender Windstärke und abnehmendem Luftdruck wird also die aktivierende Wirkung des Thors größer im Vergleiche zu der des Radiums. Am 19. steigt der Luftdruck, dabei weht ein ganz schwacher NO, Bewölkung und Temperatur sind dieselben wie am Tage vorher; danach hätte man ein Ansteigen des

1) Übrigens bekommt man dieselben Kurven, wenn man die Änderungen für δh berechnet (4^h vor der Aktivierung mit einbegreifend) oder auch wenn man nur die 4 St. des Versuches selbst annimmt.

2) F. Harvey, l. c.

3) K. Kurz, Abhandl. d. kgl. bayr. Akad. d. Wiss., Math.-phys. Klasse XXI, 1, 1909.

Digitized by Google

Wertes von $\frac{N'}{N}$ erwarten dürfen, es zeigt sich aber im Gegenteil ein leichtes Sinken desselben; nun ist zu beachten, daß während der ganzen vorhergehenden Nacht bis zum Beginn des Versuches ein starker Ostwind wehte. Auch dieser Wind kommt aus dem Tale und auch er scheint verhältnismäßig größere Mengen Thorprodukte mit sich zu führen. Wir müssen also auch hier dem Wind einen größeren Einfluß zuschreiben als dem beträchtlichen Steigen des Luftdruckes.

Am 20. sinkt $\frac{N'}{N}$ wieder zugleich mit dem Luftdruck, während die Windstärke ONO relativ bedeutend ist.

Vom 20. bis zum 25. und vom 26. bis zum 30. treten Störungen und Regengüsse auf, doch sieht man immerhin, daß die hohen Werte von $\frac{N'}{N}$ am 25., 26. und 30. von einem Fallen des Barometers, aber von schwachen Talwinden begleitet sind.

Am 30. und 31. August haben wir dieselbe Änderung des Luftdruckes ($^1/_2$ mm Abnahme während der 6 Stunden); auch die Bewölkung ist ungefähr dieselbe an den beiden Tagen und trotzdem steigt $\frac{N'}{N}$ am 31. und erreicht den höchsten beobachteten Wert, während gleichzeitig die höchste beobachtete Windgeschwindigkeit herrscht. Doch kam der Wind an jenem Tage aus Südwest, also von den hohen Bergen des Apennins herab; dort scheint folglich die Radium-Emanation vorzuherrschen [1]).

Am 4., 5., 6. und 7. September wurden bei guten atmosphärischen Bedingungen hintereinander Versuche ausgeführt. Am 5. sinkt der Luftdruck nur um ein geringes weniger als am 4. und wir finden ein beträchtliches Ansteigen von $\frac{N'}{N}$ entsprechend dem Schwächerwerden des Windes; am 6. steigt der Luftdruck stark, was aber noch nicht genügt, den Wert von $\frac{N'}{N}$ zu erhöhen, da der Wind sich nur wenig geändert hat. — Vom 6. auf den 7. ändert sich der Luftdruck nicht und bleibt auch konstant während des Versuches vom 7.; der verhältnismäßig hohe Wert von $\frac{N'}{N}$ ist bedingt durch den Südwind, der von den benachbarten Bergen herunter weht. — Auch am 10. September, wo ein hoher Wert von $\frac{N'}{N}$ zugleich mit Luftdruckverminderung auftritt, weht Südwind.

Zusammenfassung. — Als Mittelwert des Verhältnisses $\frac{N'}{N}$ von Radium- und Thor-Emanation wurde in Sestola im Apennin von Modena 1090 m über dem Meere während des Sommers 1909 die Zahl 6700 gefunden.

Bei schwachen, aus Tal oder Ebene kommenden Winden entspricht einem Steigen des Luftdruckes während des Versuches und 2 Stunden vorher auch ein Steigen des Verhältnisses $\frac{N'}{N}$; wenn der Luftdruck sinkt und der Wind stärker wird aber immer noch aus tiefer gelegenen Orten kommt, so wird das obige Verhältnis kleiner, das will sagen, daß in der Luft relativ viel Thor-Emanation enthalten ist.

Eine bedeutende Änderung der Windgeschwindigkeit bei gleicher Richtung scheint auf das Verhältnis $\frac{N'}{N}$ mehr Einfluß zu haben, als eine Änderung des Luftdrucks.

Das hauptsächlich Maßgebende beim Einflusse des Windes scheint seine Richtung zu sein: die Winde, welche von den hohen Bergen des Apennins herunter wehen, steigern den Gehalt der Luft an Radium-Zerfallsprodukten, während die Winde aus Tälern und Ebenen Thorprodukte mit sich führen.

Die Zeit, in welcher die anfängliche Aktivität auf die Hälfte sinkt, ergab sich als ziemlich konstant: sie schwankt bei 17 unter 22 Beobachtungen zwischen 56′ und 65′; der kleinste Wert ist 52′, der größte 85′, entsprechend dem kleinsten Werte von 29 Proz. und dem größten von 73 Proz. des Gehalts an Thor.

Angaben über die Unabhängigkeit der Gesamtaktivität vom Luftdrucke selbst und über ihre Abhängigkeit von Luftdrucksänderungen, von Windgeschwindigkeit und Windrichtung findet man in den vorstehenden Ausführungen.

Rom, Meteorologisches Institut, Dezember 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen 27. Januar 1910.)

1) J. Jaufmann fand bei Versuchen, die er auf der Zugspitze (2964 m) ausführte, daß die Abklingungskurve dort eine stark vorherrschende Menge von Radiumemanation anzeigt (Met. Zeit. 1907, S. 337). — A. Gockel fand, daß auf dem Rothorn (2300 m) 30 Proz. der Gesamtaktivität den Zerfallsprodukten des Thors zuzuschreiben waren (diese Zeitschr. **8**, 701, 1907).

Digitized by Google

Über die Definition des starren Körpers in der Kinematik des Relativitätsprinzips.

Von M. Born.

In meiner Arbeit „Die Theorie des starren Elektrons in der Kinematik des Relativitätsprinzips“[1]) habe ich eine dem Relativitätsprinzipe genügende Definition des „starren“ Körpers aufgestellt und gezeigt, daß diese geeignet ist, die Theorie der elektrodynamischen Masse der Elektronen einigermaßen zu vereinfachen. Beim weiteren Verfolgen der Konsequenzen dieser Definition stellte sich heraus, daß dieser „starre“ Körper keineswegs in jeder Hinsicht ein wirkliches Analogon zu dem starren Körper der gewöhnlichen Mechanik bildet[2]); da dieser Umstand von mehreren Seiten diskutiert worden ist, möchte ich meine Ansicht über die physikalische Brauchbarkeit dieser Begriffsbildung kurz darlegen. Meine Definition lief darauf heraus, daß die Weltlinien der Punkte des Körpers eine Schar von äquidistanten Kurven im vierdimensionalen Raume $x\,y\,z\,t$ bilden, wenn in diesem eine Maßbestimmung mit dem Linienelement $dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2\,dt^2$ eingeführt wird. Jede solche Weltlinienschar aber kann im allgemeinen dadurch erzeugt werden, daß man einen dreidimensionalen linearen Raum so an einer beliebig gewählten Weltlinie entlang führt, daß er stets normal zu dieser ist, genau in derselben Weise, wie in § 4 meiner oben zitierten Arbeit die allgemeinste Translationsbewegung durch Entlanggleiten einer normalen Geraden an einer ebenen Weltlinie erzeugt wird. Daraus geht hervor, daß im allgemeinen die Bewegung des „starren“ Körpers durch eine Weltlinie, d. h. durch die Bewegung eines Punktes vollständig bestimmt ist. Dieses Resultat hat Hr. G. Herglotz in seiner Arbeit „Über den vom Standpunkt des Relativitätsprinzips aus als „starr“ zu bezeichnenden Körper“[3]) in einer sehr vollständigen und mathematisch eleganten Weise abgeleitet und die Ausnahmefälle diskutiert, bei denen eine größere Bewegungsfreiheit vorhanden ist.

Da der neue Starrheitsbegriff demnach nicht die erforderlichen 6 Freiheitsgrade aufzuweisen hat, wird er keinesfalls auf die gewöhnlichen materiellen starren Körper anzuwenden sein.

Meiner Ansicht nach steht aber seiner Verwendung zur Grundlegung der Dynamik der Elektronen vorderhand nichts im Wege.

Hierzu ist vor allem zu bedenken, daß jede Annahme über die kinematische Konstitution des Elektrons rein hypothetisch ist. Man kann ein solches Eindringen in das Innere der Elektronen von vornherein ablehnen[1]); aber einmal waren es experimentelle Tatsachen, nämlich die an Kathoden- und Becquerelstrahlen beobachtete Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit, die eine Erklärung auf diesem Wege herausforderten, sodann würde diese Ablehnung in gleicher Weise die Abrahamsche Theorie treffen. Letztere steht mit dem Relativitätsprinzipe im Widerspruch; wenn sich dieses (wofür alle Anzeichen sprechen) als die Grundlage der Naturbeschreibung erweist, so wird damit eine Modifikation der Abrahamschen Theorie notwendig. Man wird daher zunächst in möglichstem Anschlusse an diese eine Mechanik der Elektronen aufzustellen suchen, und ich glaube, daß das geradeswegs zu meinen Ansätzen führen muß.

Eine elektrodynamische Erklärung der Trägheitserscheinungen konvektiv bewegter Elektrizität vom Standpunkte des Relativitätsprinzips aus legt also die neue Definition der Starrheit außerordentlich nahe. Andrerseits läßt sich gegen die daraus entwickelte Theorie aus dem Beobachtungsmaterial kein Widerspruch herleiten. Ich will hier nur auf einige Punkte aufmerksam machen. Zunächst liefert nämlich meine Theorie für alle beobachtbaren Bewegungen freier Elektronen die Konstanz der elektrodynamischen Ruhmasse und damit die Gültigkeit der Lorentzschen Formel für die scheinbare Masse; durch diese werden aber nach den neuesten Messungen[2]) die Beobachtungen zum mindesten ebensogut dargestellt wie durch die Abrahamsche Formel. Wo aber sonst die Elektronen zur Erklärung von Erscheinungen herangezogen werden, genügt es wohl überall, sie als Punktladungen anzusehen. Schreibt man nun den Elektronen die von mir definierte Starrheit zu, so bewegen sie sich, nach dem oben Gesagten, „wie ein Punkt“. Es gibt überhaupt keine Erscheinung, zu deren Erklärung

1) M. Born, Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909.

2) So zeigt Herr P. Ehrenfest (diese Zeitschr. **10**, 918, 1909) in sehr einfacher Weise, daß ein ruhender Körper niemals in gleichförmige Rotation gebracht werden kann; dieselbe Tatsache hatte ich schon mit Herrn A. Einstein auf der Naturforscherversammlung in Salzburg besprochen.

3) G. Herglotz, Ann. d. Phys. **31**, 393, 1910.

1) Vergleiche die Ausführungen von M. Planck gelegentlich der Diskussion über den von A. Einstein auf der Salzburger Naturforscherversammlung gehaltenen Vortrag. Diese Zeitschr. **10**, 825, 1909.

2) A. H. Bucherer, Ann. d. Phys. (4), **28**, 513 bis 536, 1909; E. Hupka, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 249 bis 258, 1909.

Digitized by Google

bislang Rotationen der Elektronen herangezogen worden sind. Bedenkt man überdies, daß die Rotationen der Elektronen in der Abrahamschen Theorie zu jenen höchst merkwürdigen kräftefreien Eigenschwingungen Anlaß geben, die Herr Herglotz[1]) und Herr Sommerfeld[2]) entdeckt haben, so wird man den Umstand, daß die neue Theorie diese der Beobachtung unzugänglichen, theoretisch sonderbaren Bewegungsformen ausschließt, ihr nicht als Nachteil anzurechnen haben. Natürlich ist abzuwarten, ob sich nicht neue Erfahrungstatsachen mit meiner Hypothese in Widerspruch setzen.

Was nun die gewöhnlichen materiellen Körper anlangt, so spielt hier die Starrheit eine wesentlich andere Rolle als in der Kinematik der Elektronen; denn hier ist der starre Körper kein wahres Kontinuum, sondern ein in der Natur nirgends streng realisierter Grenzfall des deformierbaren, aus einer ungeheuren Zahl von Atomen und Elektronen aufgebauten Mediums. Diesen idealen Fall in das System des Relativitätsprinzips einzuordnen, wird eine wesentlich neue Behandlungsweise erfordern; hier spielt vielleicht die Geringfügigkeit aller Geschwindigkeiten eine Rolle. Diese Frage ist wohl noch als offen anzusehen. Denkt man sich die materiellen Körper aus Atomen und Elektronen aufgebaut, die etwa in meinem Sinne „starr" sind, so werden diese, wenn der ganze Körper rotiert, krummlinige Bahnen beschreiben, die mit ihrer Kinematik wohl verträglich sind und dabei bereitet auch die Rotationsachse als eine Abstraktion keine Schwierigkeit.

1) G. Herglotz, Nachr. v. d. Kgl .Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1903, S. 357.
2) A. Sommerfeld, Nachr. v. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1904, S. 363.

(Eingegangen 7. Februar 1910.)

Theorie des hydraulischen Widders[1]).

Von H. Lorenz.

Die Wirkungsweise des 1796 von Mongolfier erfundenen hydraulischen Widders oder Stoßhebers versuchte zuerst Navier 1839 rechnerisch zu verfolgen, ohne daß es ihm und zahlreichen Nachfolgern auf dem eingeschlagenen Wege gelang, die Theorie durch eine Beziehung zwischen dem Energiegewinn und -aufwand zum Abschluß zu bringen[2]). Es lag dies offenbar an dem Mangel einer Gleichung für den Stoß zweier nicht stationär bewegter Flüssigkeitsmassen, mit der, wie weiter unten gezeigt werden soll, die an sich richtigen Ansätze Naviers nach Einführung der Bewegungswiderstände zum Ziele führen.

Ein hydraulischer Widder, Fig. 1, besteht in der Hauptsache aus einer Rohrleitung A, die

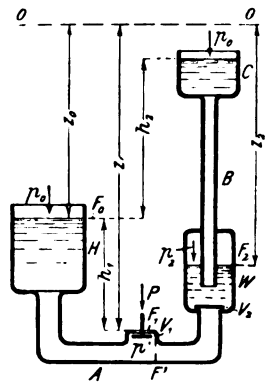


Fig. 1.

vom Druckbehälter H des Betriebswassers ausgehend, ein nach innen öffnendes Ausflußventil V_1 enthält und durch ein zweites Ventil V_2 in den Windkessel W der Förderleitung B mündet (vergleiche die Figur). Solange das Ventil V_1 vermöge seiner Belastung P, die wir als ausschlaggebend kennen lernen werden, offen steht, tritt das Betriebswasser aus H durch V_1 ins Freie, unter gleichzeitiger Beschleunigung der ganzen Flüssigkeitssäule vom Spiegel F_0 bei V_1. Durch die hiermit verbundene Druckzunahme unter V_1 wird dann dieses Ventil geschlossen, worauf sich die Bewegung der Flüssigkeitsmasse stoßweise auf die vorher ruhende Säule von V_1 bis V_2 überträgt, das letztere Ventil öffnet und einen Teil des Rohrinhalts in den Windkessel W drückt, der unter dem Druck des Behälters C steht und in diesen nahezu stationär fördert. Dabei nimmt der Druck in der Leitung A ab, so daß V_2 sich wieder schließt und V_1 öffnet, wonach das Spiel von neuem beginnt.

Der Widder arbeitet somit nicht stationär, sondern mit zeitlich stark veränderlicher Wassergeschwindigkeit w an allen Stellen, so daß die Bewegungsgleichung hierfür lautet:

$$g\frac{dz}{ds} - \frac{g}{\gamma}\frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\partial w}{\partial t} + w\frac{\partial w}{\partial s} + \zeta\frac{w^2}{2}. \quad (1)$$

Darin bedeutet g die Erdbeschleunigung, γ das spezifische Flüssigkeitsgewicht, p den hydraulischen Druck, t die Zeit, ζ einen Widerstandskoeffizienten und dz das Element der durchfallenen Höhe auf dem Wegelement ds, bezogen

1) Vgl. Zeitschr. d. Ver. d. Ingenieure 1910, Nr. 3.
2) Eine kurze Zusammenstellung der bisherigen Versuche einer Theorie der Stoßheber gibt Grübler in der Arbeit „Theorie der hydraulischen Motoren und Pumpen" in Bd. IV (Mechanik) der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften.

Digitized by Google

auf die Mitte des Stromfadenquerschnittes F. Läßt man in dieser Formel das erste Glied der rechten Seite, welches sich auf die rein zeitliche Geschwindigkeitsänderung bezieht, weg, so folgt die bekannte Energiegleichung der stationären Strömung, mit der man den Vorgang im Widder jedenfalls nicht erfassen kann.

Wir betrachten zunächst mit der Annahme einer unveränderlichen Tiefe z_0 des verhältnismäßig großen Druckbehälterspiegels F_0 unter einem willkürlichen festen Horizont oo die Periode des Ausflusses aus V_1 in der Tiefe z_1 bei geschlossenem Ventil V_2 und bezeichnen den Leitungsquerschnitt unter dem Ventil mit F', den Ausflußquerschnitt des Ventils selbst mit F_1. Dann liefert, wenn p_0 den Atmosphärendruck und p' den veränderlichen Druck unter dem Ventil V_1 bedeutet, die Integration von Gl. (1) zwischen F_0 und F' mit den zugehörigen augenblicklichen Geschwindigkeiten w_0 und w' und einem Mittelwert ζ' des Widerstandskoeffizienten

$$g(z_1 - z_0) - \frac{g}{\gamma}(p' - p_0) = \int_{F_0}^{F'} \frac{\partial w}{\partial t} ds + \frac{w'^2}{2}(1 + \zeta') - \frac{w_0^2}{2}$$

oder unter Vernachlässigung von w_0^2 gegen w'^2, sowie wegen

$$F w = F' w' = F_0 w_0 \qquad (2)$$

mit der Abkürzung $z_1 - z_0 = h_1$:

$$g h_1 - \frac{g}{\gamma}(p' - p_0) = \frac{dw_0}{dt} F_0 \int_{F_0}^{F'} \frac{ds}{F} + \frac{w_0^2}{2} \frac{F_0^2}{F'^2}(1 + \zeta'). \qquad (1a)$$

Für den Ausfluß aus dem Ventil V_1, oberhalb dessen wieder der Atmosphärendruck p_0 herrscht, ergibt sich analog unter Vernachlässigung des kleinen Höhenunterschiedes zwischen F_1 und F' bei einem mittleren Ausflußkoeffizienten ζ_1 sowie der Annahme der vollen Ventilöffnung während der betrachteten Ausflußperiode, also $F_1 w_1 = F_0 w_0$:

$$-\frac{g}{\gamma}(p_0 - p') = \frac{dw_0}{dt} F_0 \int_{F'}^{F_1} \frac{ds}{F} + \frac{w_0^2}{2} F_0^2 \left(\frac{1 + \zeta_1}{F_1^2} - \frac{1}{F'^2}\right). \qquad (1b)$$

Setzen wir in diesen Formeln abkürzungsweise

$$\left.\begin{aligned} F_0 \int_{F_0}^{F'} \frac{ds}{F} &= s', \quad F_0 \int_{F'}^{F_1} \frac{ds}{F} = s_1 \\ \frac{F_0^2}{F'^2}(1 + \zeta') &= \mu', \quad F_0^2 \left(\frac{1 + \zeta_1}{F_1^2} - \frac{1}{F'^2}\right) = \mu_1 \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

und addieren Gl. (1a) und (1b), so folgt nach Wegfall von $p' - p_0$:

$$g h_1 = (s' + s_1)\frac{dw_0}{dt} + \frac{w_0^2}{2}(\mu' + \mu_1) \qquad (4)$$

oder

$$dt = \frac{2(s' + s_1)\, dw_0}{2 g h_1 - w_0^2(\mu' + \mu_1)}. \qquad (4a)$$

In diesem Zeitelement strömt aber durch das Ventil V_1 ein Flüssigkeitsvolumen

$$dV' = F_1 w_1 dt = F_0 w_0 dt = \frac{2 F_0 (s' + s_1) w_0 dw_0}{2 g h_1 - w_0^2(\mu' + \mu_1)}, \qquad (5)$$

mithin insgesamt in der mit dem Ruhezustande beginnenden und mit der Endgeschwindigkeit $w_0 = c_1$ aufhörenden Ausflußperiode:

$$V' = \frac{F_0(s' + s_1)}{\mu' + \mu_1} \int_0^{c_1} \frac{d(w_0^2)}{\frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} - w_0^2} = \frac{F_0(s' + s_1)}{\mu' + \mu_1} \left| \lg n \frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} - \lg n \left(\frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} - c_1^2\right) \right|. \qquad (6)$$

Diese Gleichung liefert nur so lange reelle Werte von V', als

$$c_1^2 < \frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} \qquad (6a)$$

bleibt, d. h. die Ausflußgeschwindigkeit erreicht niemals die der stationären Strömung zukommende Höhe. Der Grenzwert c_1 ist vielmehr an die Bedingung geknüpft, daß der Ventilüberdruck $F_1(p' - p_0)$ während der Ausflußperiode unter der Ventilbelastung P bleibt und diese erst am Schluß erreicht. Wir haben also:

$$p' - p_0 < \frac{P}{F_1}, \qquad (7)$$

oder mit Gl. (1b) und (3):

$$\frac{g P}{F_1 \gamma} > \frac{dw_0}{dt} s_1 + \frac{w_0^2}{2} \mu_1 \qquad (7a)$$

und nach Elimination der Beschleunigung $dw_0 : dt$ aus Gl. (4):

$$\frac{g P}{F_1 \gamma} > \frac{2 g h_1 s_1 - w_0^2(\mu' s_1 - \mu_1 s')}{2(s' + s_1)}. \qquad (7b)$$

Daraus folgt für die Grenzgeschwindigkeit c_1, bei der das Ventil V_1 sich plötzlich schließt, mit Gl. (6a):

$$c_1^2 = 2 g \frac{h_1 s_1 - \frac{P}{F_1 \gamma}(s' + s_1)}{(\mu' s_1 - \mu_1 s')} < \frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1}, \qquad (7c)$$

oder für die Ventilbelastung:

$$P < \frac{F_1 \gamma h_1 \mu_1}{\mu' + \mu_1}.$$

Digitized by Google

Anderseits muß aber auch nach Gl. (7b) für $w_0 = 0$

$$P > \frac{F_1 \gamma h_1 s_1}{s' + s_1}$$

sein, so daß die Ventilbelastung zwischen den Grenzen

$$\frac{F_1 \gamma h_1 \mu_1}{\mu' + \mu_1} > P > \frac{F_1 \gamma h_1 s_1}{s' + s_1} \qquad (7d)$$

eingeschlossen ist, damit der Widder richtig arbeitet.

Durch Integration von Gl. (4a) folgt schließlich die Dauer der Ausflußperiode:

$$t' = \frac{2(s' + s_1)}{\mu' + \mu_1} \int_0^{c_1} \frac{dw_0}{\frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} - w_0^2} \qquad (4b)$$

$$= \frac{s' + s_1}{\sqrt{2 g h_1}(\mu' + \mu_1)} \lg \frac{\sqrt{2 g h_1} + c_1 \sqrt{\mu' + \mu_1}}{\sqrt{2 g h_1} - c_1 \sqrt{\mu' + \mu_1}}.$$

Nach Abschluß dieser Periode stößt die in Bewegung befindliche Flüssigkeitssäule von F_0 bis F' auf die noch ruhende von F' bis V_2, wodurch fast augenblicklich unter erheblicher Steigerung des Druckes p' unter V_1 das Ventil V_2 gehoben wird. Während dieser unmeßbar kurzen Stoßzeit wollen wir die Spiegelgeschwindigkeit der ersten Säule mit w_0', die der anfänglich noch ruhenden, ebenfalls auf F_0 bezogenen, mit w_0'' bezeichnen und erhalten so aus Gl. (1) die beiden Formeln

$$\begin{aligned} g(z_1 - z_0) - \frac{g}{\gamma}(p' - p_0) \\ = \frac{dw_0'}{dt} F_0 \int_{F_0}^{F'} \frac{ds}{F} + \frac{w_0'^2}{2} F_0^2 \frac{1 + \zeta'}{F'^2}, \\ g(z_2 - z_1) - \frac{g}{\gamma}(p_2 - p') \\ = \frac{dw_0''}{dt} F_0 \int_{F'}^{F_2} \frac{ds}{F} + \frac{w_0''^2}{2} F_0^2 \left(\frac{1 + \zeta''}{F_2^2} + \frac{1}{F'^2}\right), \end{aligned} \qquad (8)$$

worin ζ'' einen neuen Widerstandskoeffizienten, F_2 und p_2 den Spiegelquerschnitt und den Druck im Windkessel W bedeuten. Setzen wir den letzteren bei hinreichender Windkesselgröße als konstant voraus, so zwar, daß unter Vernachlässigung der kleinen Stromgeschwindigkeit im Steigrohr B

$$\frac{p_2 - p_0}{\gamma} - z_2 + z_0 = h_2 \qquad (9)$$

ist, so ergibt mit den Abkürzungen Gl. (3) sowie

$$\begin{aligned} F_0 \int_{F'}^{F_2} \frac{ds}{F} &= s'', \quad F_0^2 \left(\frac{1 + \zeta''}{F_2^2} - \frac{1}{F'^2}\right) \\ &= \mu'' < 0 \end{aligned} \qquad (3a)$$

die Addition der beiden Formeln (8):

$$-g h_2 = \frac{dw_0'}{dt} s' + \frac{dw_0''}{dt} s'' + \frac{w_0'^2 \mu' + w_0''^2 \mu''}{2}. \qquad (8a)$$

Infolge der Kürze der Stoßzeit überwiegen aber die beiden Beschleunigungsglieder derart die andern Glieder, daß wir genügend genau schreiben dürfen:

$$s' dw_0' + s'' dw_0'' = 0. \qquad (8b)$$

Dies ist schon die eingangs erwähnte, von Navier und andern meines Wissens noch nicht verwendete Stoßgleichung, deren Integration zwischen den Grenzen c_1 und c_2 bzw. 0 und c_2. entsprechend dem unelastischen Stoße des Wassers,

$$s'(c_2 - c_1) + s'' c_1 = 0$$

oder

$$c_2 = \frac{s' c_1}{s' + s''}, \qquad (8c)$$

d. h. die gemeinsame auf den Spiegel F_0 bezogene Endgeschwindigkeit der ganzen Säule von F_0 bis F_2 nach dem Stoß ergibt. Diese kennzeichnet nunmehr sogleich den Anfangszustand des Überströmperiode in den Windkessel W bei ganz geöffnetem Ventil V_2 und geschlossenem Ausflußventil V_1, für welche die Formeln (8) bzw. (8a) mit $w_0' = w_0 = w_0$ gelten, so zwar, daß

$$-g h_2 = \frac{dw_0}{dt}(s' + s'') + \frac{w_0^2}{2}(\mu' + \mu'') \qquad (10)$$

oder

$$dt = -\frac{2(s' + s'') dw_0}{2 g h_2 + w_0^2(\mu' + \mu'')}. \qquad (10a)$$

Daraus folgt für das Volumelement der in den Windkessel überströmenden Flüssigkeitsmenge:

$$dV'' = F_0 w_0 dt = \frac{2 F_0 (s' + s'') w_0 dw_0}{2 g h_2 + w_0^2(\mu' + \mu'')} \qquad (11)$$

oder integriert zwischen den Grenzen $w_0 = c_2$ als Anfangsgeschwindigkeit und $w_0 = 0$ als Endzustand dieser Überströmperiode:

$$\begin{aligned} V'' &= -\frac{F_0(s' + s'')}{\mu' + \mu''} \int_{c_2}^{0} \frac{d(w_0^2)}{\frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} + w_0^2} \\ &= \frac{F_0(s' + s'')}{\mu' + \mu''} \left| \lg\left(\frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} + c_2^2\right) - \lg \frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} \right|, \end{aligned} \qquad (12)$$

wofür wir auch mit Gl. (8c)

$$\begin{aligned} V'' = \frac{F_0(s' + s'')}{\mu' + \mu''} \Bigg| \lg \Bigg(\frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} \\ + \frac{c_1^2 s'^2}{(s' + s'')^2} \Bigg) - \lg \frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} \Bigg| \end{aligned} \qquad (12a)$$

Digitized by Google

schreiben dürfen, während sich die Dauer dieser Periode durch Integration von Gl. (10a) zwischen denselben Grenzen für w_0 zu

$$t' = \frac{2(s' + s'')}{\sqrt{2gh_2(\mu' + \mu'')}} \operatorname{arctg} c_2 \sqrt{\frac{\mu' + \mu''}{2gh_2}} \quad (10b)$$

ergibt. Schließlich erhalten wir den hydraulischen Wirkungsgrad ohne Rücksicht auf die Bewegungswiderstände im Steigrohr B zu

$$\eta = \frac{V'' h_2}{V' h_1}. \quad (13)$$

Als Beispiel für die vorstehende Theorie nehmen wir für den Betriebswasserbehälter einen Querschnitt von $F_0 = 2$ qm mit einem nutzbaren Gefälle $h_1 = 4$ m bis zum Auslaßventil V_1 an, während die Förderhöhe $h_2 = 16$ m betragen möge. Die Rohrleitung A habe einen Durchmesser von $D = 0{,}05$ m $= 5$ cm, also ist $F' = 0{,}002$ qm, ebenso groß sei auch der freie Ventilquerschnitt F_1. Die Leitungslänge bis zum Stoßventil V_1 sei $l = 50$ m, der Wasserweg beim Durchgang durch das Ventil $l_1 = 0{,}1$ m. Dann hat man nach Gl. (3) mit

$$\frac{F_0}{F'} = \frac{F_0}{F_1} = 1000$$

angenähert

$$s' = F_0 \int_{F_0}^{F'} \frac{ds}{F} \sim \frac{F_0 l}{F'} = 50000 \text{ m},$$

$$s_1 \quad \frac{F_0}{F_1} l_1 = 100 \text{ m}.$$

Weiter sei

$$\zeta' = 0{,}02 \frac{l}{D} = 20$$

und schätzungsweise $\zeta_1 = 2$, mithin nach Gl. (3)

$$\mu' = 21 \cdot 10^6, \quad \mu_1 = 2 \cdot 10^6.$$

Mit diesen Werten folgt aus Gl. (7d) für die Ventilbelastung

$$0{,}016 \text{ kg} < P < 0{,}71 \text{ kg}.$$

Wählen wir $P = 0{,}5$ kg, so ergibt Gl. (7c) für die Spiegelgeschwindigkeit am Ende der Ausflußperiode:

$c_1^2 = 2{,}429 \cdot 10^{-6}$, $c_1 = 1{,}555 \cdot 10^{-3}$ m sec, entsprechend einer größten Wassergeschwindigkeit $w_1 = \frac{F_0}{F_1} c_1 = 1{,}555$ m sec, sowie Gl. (6) bzw. (4b) für die Ausflußmenge und die Ausflußdauer:

$$V' = 0{,}00544 \text{ cbm} = 5{,}44 \text{ l},$$
$$t' = 2{,}90 \text{ sec}.$$

Weiterhin habe der Verbindungsweg zwischen den beiden Ventilen V_1 und V_2 vom Querschnitt $F' = 0{,}002$ qm eine Länge von $l'' = 0{,}25$ m; also ist nach Gl. (3a) angenähert

$$s'' \sim \frac{F_0}{F'} l' = 250 \text{ m}$$

und mit der Annahme $\zeta'' \sim 2$ sowie einem Windkesselquerschnitt $F_2 = 0{,}08$ qm $= 0{,}04\, F_0$

$$\mu'' = {}^3/_4 \cdot 625 - 10^6 \sim -10^6.$$

Nach Gl. (8c) folgt dann

$$c_2 = \frac{50000}{50250} c_1 \sim c_1,$$

also eine nur unmerkliche Abnahme der Geschwindigkeit durch den Stoß. Eingesetzt in Gl. (12) und (10b) liefert dieser Wert das Fördervolumen und die Dauer der Überströmperiode

$$V'' = 0{,}000706 \text{ cbm} = 0{,}706 \text{ l},$$
$$t'' = 0{,}47 \text{ sec},$$

so daß die ganze Dauer eines Widderspieles $t' + t'' = 3{,}37$ sec beträgt, oder der Widder rd. 18 Spiele in der Minute vollzieht. Schließlich ergibt sich der Wirkungsgrad des Widders mit den erhaltenen Werten aus Gl. (13) zu

$$\eta = \frac{0{,}706 \cdot 16}{5{,}44 \cdot 4} = 0{,}52.$$

In ähnlicher Weise ist noch für einige andere Werte der Ventilbelastung P die Rechnung durchgeführt worden. Die Ergebnisse, welche aus der Zahlentafel und aus Fig. 2 ersichtlich sind, lassen zunächst erkennen, daß die Zahl der Widderspiele n in der Minute mit abnehmendem P rasch zunimmt. Der Wirkungsgrad η, welcher für die obere Grenzbelastung (0,71 kg) 0 ist, wächst ebenfalls mit abnehmender Ventilbelastung anfänglich rasch, später langsamer und erreicht bei der unteren Grenzbelastung $P = 0{,}016$ kg nahezu die Einheit, wie sich aus der Untersuchung des hier unbestimmt werdenden Ausdrucks $\frac{V''}{V'} = \frac{0}{0}$ für diesen Fall ergibt.

Ventilbelastung P kg	$c_1 \sim c_2$ m/sec	V'' l	t' sec	V' l	t'' sec	$t' + t''$ sec	n Spiele/min	η
0,016	0	0	0	0	0	0	∞	0,992
0,1	$0{,}645 \cdot 10^{-3}$	0,56	0,85	0,129	0,20	1,05	57	0,92
0,2	$0{,}96 \cdot 10^{-3}$	1,37	1,34	0,280	0,29	1,63	37	0,82
0,3	$1{,}19 \cdot 10^{-3}$	2,32	1,77	0,428	0,35	2,13	28	0,74
0,4	$1{,}385 \cdot 10^{-3}$	3,60	2,20	0,566	0,42	2,62	23	0,63
0,5	$1{,}555 \cdot 10^{-3}$	5,44	2,90	0,706	0,47	3,37	18	0,52
0,6	$1{,}71 \cdot 10^{-3}$	8,46	3,68	0,844	0,51	4,19	14,5	0,40
0,71	$1{,}855 \cdot 10^{-3}$	∞	∞	0,950	0,54	∞	0	0

Digitized by Google

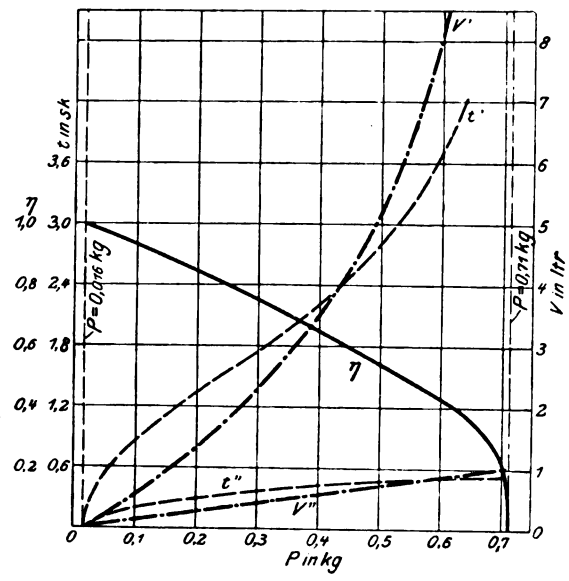


Fig. 2.

Dieses Ergebnis ist natürlich nur ein theoretisches; denn gleichzeitig wird die Lieferungsmenge = o, so daß dieser Grenzfall praktisch bedeutungslos ist.

Jedenfalls erkennt man, daß die Stoßverluste gegenüber den Strömungsverlusten kaum ins Gewicht fallen, und daß der Wirkungsgrad der Vorrichtung an sich recht gut ist, wenn er auch in den meisten Fällen durch die (hier nicht betrachteten) Verluste in der Steigleitung erheblich heruntergezogen werden wird.

Zusammenfassung.

Die vorstehend entwickelte Theorie des hydraulischen Widders ermöglicht die Vorausberechnung seiner Wirkungsweise, insbesondere der Nutzwasserförderung und des Treibwasserverbrauchs, sowie die Zahl der Widderspiele in der Zeiteinheit, woraus sich ohne weiteres der Wirkungsgrad der ganzen Vorrichtung berechnet. Dabei zeigt sich, daß die Wirkung hauptsächlich durch die Belastung des Ausflußventils bedingt ist, die zwischen zwei Grenzen geändert werden kann. Innerhalb dieses Bereiches sinkt mit steigender Ventilbelastung der Wirkungsgrad von 1 bis auf o, während sowohl die Nutz- und Treibwassermenge für jedes Spiel, als auch die Spieldauer von o beginnend zunimmt.

(Eingegangen 4. Februar 1910.)

Zur Frage über die Lichtempfindlichkeit des Auges.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von R. v. Koch.

Obwohl recht viele Untersuchungen[1]) teils theoretischer, teils experimenteller Natur angestellt worden sind über die Empfindlichkeit des Auges für die verschiedenen Spektralfarben, wissen wir nur wenig darüber, wie sich unser Auge verhält zu einer Strahlung, welche aus diesen einzelnen Farben zusammengesetzt ist, oder mit anderen Worten zur Gesamtlichtstrahlung einer Lichtquelle. Das Problem, welchem wir hier gegenüberstehen, kann so formuliert werden: Wenn eine weiße Fläche eine gleich große sekundliche Energiemenge pro Flächeneinheit empfängt von Lichtquellen, deren Licht verschieden zusammengesetzt ist, wie groß ist dann in jedem Falle die photometrische Helligkeit dieser Fläche?

Diese Frage gewinnt eine gewisse Bedeutung, wenn es gilt, die Ökonomie unserer künstlichen Lichtquellen zu beurteilen und neue Wege zur Erhöhung dieser Ökonomie zu suchen. Hierbei handelt es sich dann selbstverständlich meistens um mehr oder weniger „rein" weißes Licht.

Der erste, welcher bolometrische Messungen anstellte über das Verhältnis zwischen Energie- und Lichtstrahlung bei verschiedenen Lampen, war meines Wissens R. v. Helmholtz[2]), in größerem Umfange wurden solche neuerdings von W. Wedding an den gebräuchlichsten Lichtquellen ausgeführt.

Die letztgenannten Untersuchungen, deren Resultat Herr Prof. Wedding in seinem Buche „Über den Wirkungsgrad und die praktische Bedeutung der gebräuchlichsten Lichtquellen" (Verlag von R. Oldenbourg, 1905) zusammengestellt hat, befassen sich, wie auch aus dem Titel hervorgeht, mit dem Wirkungsgrad und dem Verhältnis der Helligkeit zur Lichtenergiestrahlung bei den betreffenden Lampen in normalem Betriebe, also bei etwa konstanter Temperatur.

Bei der Prüfung der Brauchbarkeit der für die letztgenannten Untersuchungen zusammengestellten Apparatur bezw. Schaltung habe ich nun einige der Lichtquellen, und zwar verschiedene Glühlampen bei verschiedener Temperatur untersucht. Die Resultate, welche zu veröffentlichen mir bis jetzt die Zeit gefehlt hat, erscheinen mir indessen nicht uninteressant, weshalb ich sie hier mitteile.

1) Siehe hierüber Goldhammer, Die Farbenempfindlichkeit des Auges und die photometrische Helligkeit der leuchtenden Körper, Ann. d. Phys. **16**, 621 ff., 1905.

2) Verhandlungen des Vereins zur Beförderung des Gewerbefleißes, 1889.

Digitized by Google

Näheres über die verwendete experimentelle Anordnung findet sich in der oben erwähnten Veröffentlichung Prof. W. Weddings, ich möchte hier nur erwähnen, daß das Bolometer in einer Doppelbrückenschaltung benutzt wurde, welche es gestattete, die der Bolometerfläche zugeführte Strahlungsenergie direkt in elektrischer Energie zu messen. Um die dunkle Strahlung vom Bolometer fernzuhalten, wurde ein mit destilliertem Wasser gefülltes, planparalleles Glasgefäß zwischen Lichtquelle und Bolometer, nahe an diesem, aufgestellt. Die Messung wurde in der Weise ausgeführt, daß die betreffende Lampe in bestimmter Entfernung L cm von der Bolometerfläche und senkrecht vor der Mitte dieser Fläche in vertikaler Lage aufgehängt wurde. Die Spannung Ep und Stromstärke J an der Glühlampe wurden abgelesen, ebenso wie der Strom i Amp., welcher im Bolometerwiderstand[1]) dieselbe Erwärmung hervorruft wie die Lichtstrahlung der zu untersuchenden Glühlampe. Die Leistung der Strahlung beträgt bei diesem Bolometer

$$A = 1{,}02\, i^2 + a \text{ Watt pro cm}^2$$

in der betreffenden Entfernung L cm von der Lichtquelle, wenn

1. mit a die durch das planparallele Gefäß absorbierte Lichtmenge (in Watt/cm²) bezeichnet wird, und
2. unter der Voraussetzung, daß keine meßbare dunkle Strahlung durch das Wassergefäß hindurchgelassen wird.

1. Um über die Größe von a, d. h. über die Lichtabsorption des mit Wasser gefüllten Gefäßes Aufschluß zu erhalten, wurde eine Glühlampe bei verschiedenen Spannungen photometriert, einmal ohne Zwischenschaltung des Gefäßes, das andere Mal durch dieses hindurch, wobei der Abstand zwischen Lampe und Wassergefäß ebenso groß gewählt wurde, wie er bei den Bolometermessungen war. Wie aus den Meßresultaten (Tabelle I) hervorgeht, kann die Lichtabsorption (in HK.) innerhalb sehr weiter Grenzen der Helligkeit als ein konstanter Prozentsatz der Lichtintensität ausgedrückt werden[2]). Dies bedeutet aber, wie unten näher ausgeführt werden wird, keineswegs, daß die Absorption der Lichtenergie in diesem Falle prozentual gerechnet konstant bleibt.

Tabelle I. Kohlefadenlampe 25/55, photometriert am 20. März 1903.

Lampenspannung Ep Volt	Lichtstärke HK. mit Wassergefäß	ohne Wassergefäß	Lichtschwächung durch das Gefäß
45	5,31	5,99	11,4 Proz.
50	11,0	12,0	8,3 „
55	19,9	22,6	12,0 „
60	32,5	37,0	12,0 „

2. Um zu entscheiden, ob das Wassergefäß die dunkle Strahlung ganz absorbiert, wurden verschiedene heiße Körper, wie Glühlampen, die bis nahe ans Glühen gebracht waren, sowie (nach Vorschlag des Herrn Prof. Wedding) eine entleuchtete Bunsenflamme usw. dicht an das Bolometer genähert, ohne daß ein Ausschlag erfolgte. Daß eine derartige Prüfung, für technische Messungen wie diese, wirklich ausreicht, scheint noch durch die hier unten mitgeteilten Zahlen bestätigt zu werden. Wollte man sich über diesen Punkt genauer orientieren, könnte man sich mehrerer solcher Gefäße 1, 2, 3 bedienen, und nacheinander zum Gefäß 1 die anderen zufügen. Wenn 1 schon allein die dunkle Strahlung genügend absorbiert, müßte die Verkleinerung des Bolometerausschlages bei Verwendung von 1 und 2 bzw. 1, 2 und 3 direkt mit der auf der Photometerbank meßbaren Lichtschwächung bei Zwischenschaltung der Wassergefäße übereinstimmen.

Tabelle II. Kohlefadenlampe 25/110, bolometriert und photometriert am 24. März 1903. $L = 70$ cm, $C = 7{,}77$.

Ep Volt	J Amp.	i Amp.	$7{,}77\,(100\,i)^{3{,}7}$	Photometrische Messung HK.	J Amp.
105	0,852	0,01325	22,2	22,3	0,854
100	0,805	0,0123	16,7	16,45	0,805
95	0,758	0,0112	11,8	11,8	0,759
100	0,805	0,0123	16,7	16,45	0,805
115	0,950	0,0154	38,4	38,5	0,950
110	0,901	0,0144	30,0	28,9	0,902

Tabelle III. Kohlefadenlampe 25/55, bolometriert und photometriert am 20. März 1903. $L = 70$ cm, $C = 7{,}88$.

Ep Volt	J Amp.	i Amp.	$7{,}88\,(100\,i)^{3{,}7}$	Photometrische Messung HK.	J Amp.
55	1,45	0,01325	22,3	22,6	1,451
45	1,15	0,00945	6,4	6,0	1,148
42	1,06	0,00845	4,17	3,5	1,062
50	1,30	0,0112	12,0	12,0	1,299
60	1,57	0,0151	36,2	37,0	1,580

1) Es war durch Messung festgestellt worden, daß dieser Widerstand für verschiedene Werte von i als konstant angenommen werden kann.

2) Nebenbei bemerkt ist, wie folgender Versuch zeigt, die Lichtabsorption des Wassergefäßes auch dann proportional der Lichtstärke, wenn die Spannung an der Lampe konstant, also auch die Farbe des Lichtes unverändert bleibt. Dieselbe Glühlampe wurde in den Entfernungen $L = 80$, 60, 50 cm vom Bolometer aufgestellt, und dabei zur Abgleichung der Lichtstrahlung die Stromstärken $i = 0{,}01152$, 0,0149 und 0,01775 Ampere benötigt, welche sich wie 50,3 : 60,0 : 80,0 verhalten, also umgekehrt wie die betreffende Entfernung L. Die durch das Gefäß dringende Lichtstrahlung verhält sich somit, gleich der direkten, umgekehrt wie die Quadrate der Entfernungen, woraus folgt, daß die Absorption prozentual gerechnet konstant sein muß.

Digitized by Google

Tabelle IV. Osmiumlampe 32/37, bolometriert und photometriert am 26. März 1903.
$L = 70$ cm, $C = 9{,}9$.

Ep Volt	J Amp.	i Amp.	$9{,}9(100\,i)^{3{,}7}$	Photometrische Messung HK.	J Amp.
25	1,030	0,0000	6,7	6,2	1,030
29	1,138	0,01065	12,5	12,4	1,130
34	1,257	0,125	22,7	23,4	1,252
37	1,325	0,1375	32,1	32,4	1,322

In den Tabellen II, III und IV[1]) sind nun die Resultate einiger mit der oben erwähnten Bolometeranordnung ausgeführten Messungen zusammengestellt, links die bei der Bolometermessung gefundenen bzw. ausgerechneten Werte, rechts die photometrisch bestimmte Lichtstärke der betreffenden Lampe sowie zur Kontrolle, die dabei von der Lampe aufgenommene Stromstärke J. Man sieht daraus, daß die Lichtstärke (HK.) einer Glühlampe bei verschiedener Temperatur des Glühfadens gesetzt werden kann:

$$HK = C \cdot (100\,i)^{3{,}7}$$ Hefnerkerzen

innerhalb des untersuchten Temperaturgebietes, welches, wie pyrometrisch festgestellt wurde, für die Kohlefadenlampen etwa 1300—1700° C und für die Osmiumlampe etwa 1500—1900° C betrug. Der Lichteindruck, den unser Auge empfängt von einer Fläche, welche von einem Glühfaden beleuchtet wird, ändert sich demnach mit der 1,85. Potenz der sekundlichen Energiemenge, welche auf diese Fläche auftrifft, wenn die Temperatur des Glühfadens geändert wird. C ist eine Konstante, welche von den Strahlungseigenschaften des Glühfadens abhängt und aus den betreffenden Meßresultaten ausgerechnet, im Mittel für Kohle etwa 8, für Osmium etwa 10 beträgt.

Die Übereinstimmung mit der Gleichung ist sowohl für die zwei sehr verschiedenen Kohlefadenlampen (sie waren von verschiedenen Fabriken, und wie aus den Tabellen ersichtlich, für verschiedene Spannung) als für die Osmiumlampe eine recht gute. Da nun Kohle und Osmium in den verschiedenen Spektralfarben, voneinander recht verschiedene Lichtstrahlung besitzen, ist anzunehmen, daß wenn dasselbe Gesetz für die Strahlung dieser beiden Körper gilt, dieses auch noch für andere feste Körper der Fall sein dürfte.

Wenn diese Annahme zutrifft, würde also die Lichtintensität eines festen Körpers bei verschiedener Temperatur proportional sein etwa der 1,85. Potenz der von ihm als Licht sekundlich ausgestrahlten Energiemenge.

Hiermit wäre ja insofern nichts Neues gesagt, als es bereits bekannt ist, daß die Lichtstrahlung (bis zu einer gewissen Grenze) bei steigender Temperatur unserem Auge verhältnismäßig heller erscheint, als der Vergrößerung der als Licht ausgestrahlten Energiemenge entspricht, nur fehlt die Kenntnis des Gesetzes, nach welchem dieser Lichteindruck sich ändert.

Aus dem Obigen geht noch hervor, daß das Osmiumlicht an sich, ganz unabhängig von der Temperatur, eine um etwa 25 Proz. hellere Beleuchtung hervorruft als das Kohlefadenlicht. Demnach ist die bessere Ökonomie der Osmiumlampe nur zum Teil der höheren Temperatur ihres Fadens zuzuschreiben. Interessant wäre, zu untersuchen, ob und gegebenenfalls in welchem Maße dies auch bei den übrigen „stromsparenden" Glühlampen der Fall ist.

Stockholm, Dezember 1909.

(Eingegangen 12. Februar 1910.)

1) Die Werte, welche mittels Rechenschiebers ausgerechnet wurden, sind in den Tabellen in derselben Reihenfolge aufgeführt, in welcher die Messungen ausgeführt wurden.

Ausbruchserscheinungen auf der Sonne[1]).

Von Wilhelm Krebs.

Die bis in die neueste Zeit von einzelnen Sonnenforschern geäußerten Zweifel an der vulkanischen Natur der Sonnentätigkeit lassen es geboten erscheinen, einmal die Tatsachen zusammenzustellen, die für das Auftreten von Ausbruchserscheinungen auf der Sonnenoberfläche mit Bestimmtheit sprechen.

1. Die Protuberanzen, die bei totaler Verfinsterung der Sonne oder durch das Spektroskop sichtbar werden, sind die Projektionen echter Ausbrüche glühender Metalldämpfe auf die optische Ebene. Oft ist an ihnen das Emporwerfen dieser Dämpfe direkt beobachtet worden. Die dabei erreichten Höhen und entwickelten Geschwindigkeiten stehen allerdings ganz außer Verhältnis zu den entsprechenden irdischen Größen.

2. Die Stellen gesteigerter Sonnentätigkeit werden durch spektroskopische Farbenauslese photographierbar gemacht, auf der Oberfläche der scheinbaren Sonnenscheibe, als sogenannte Flocculi. In der Randnähe sind sie aber ohne Spektroskop dem bewaffneten Auge wenigstens teilweise sichtbar, als sogenannte Fackeln. Das kann nur Erklärung finden in einer, die spek-

1) Aus einem Vortrage vor der Abt. Astronomie der Naturforscherversammlung zu Salzburg. Der Vortrag erscheint ausführlich und mit den übrigen belegenden Abbildungen in Dr. F. J. Völlers „Natur und Kultur" (München 1910).

Digitized by Google

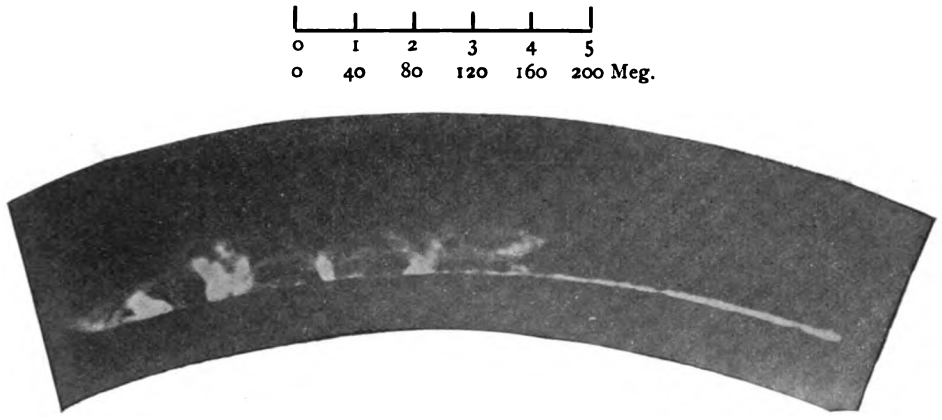


Fig. 1. Wirbelringe chromosphärischer Massen in der unteren Sonnenatmosphäre am 30. August 1905. Photographische Aufnahme der Beobachtungsexpedition des Observatorio Astronomico Nacional de Tacubaya (Mexico) zu Almazán in Spanien, gegen 1^h 10 mittlerer Greenwich-Zeit. Besonders deutlich ist der Wirbelring am rechtseitigen Ende des Ausbruchsgebietes.

troskopischen Mittel annähernd ersetzenden monochromatischen Wirkung des diese Rundpartien sichtlich, auch auf gewöhnlichen Photographien, verdunkelnden Dunstes. Dieser Dunst muß demnach desselben photosphärischen Ursprungs sein wie die Fackeln. Die einfachste Erklärung ist, daß er aus einer Zerstäubung emporgeworfener Bestandteile der Photosphäre hervorgegangen ist.

3. Gröbere Massen photosphärischen, genauer sogenannten chromosphärischen Materials sind, im Zusammenhang mit dem Auftreten von Protuberanzen, nicht eben selten in der Korona schwebend angetroffen worden. Vor allem gehören dahin die sogenannten bogenförmigen Protuberanzen, von denen solche, die in den Jahren 1907 und 1908 von den Herren Lockyer, Hale, Chevalier, Ricco u. a. beobachtet waren, von mir als Stücke optischer Projektionen von Wirbelringen erklärt sind[1]). Vollständige Projektionen solcher Wirbelringe, die bei vulkanischen Ausbrüchen der Erde gleichfalls beobachtet wurden, sind in der Sonnen-Atmosphäre Herrn Valle am 30. August 1905 und Herrn Lockyer am 17. Juli 1907 zur photographischen Aufnahme, und ferner Herrn Chevalier am 31. Juli 1908 zur visuellen Beobachtung gelangt[2]). (Fig. 1.) Bei Gelegenheit der Randnähe der hierbei wirksamen Stelle gesteigerter Sonnentätigkeit ist außerdem, am Vortage, dem 30. Juli 1908, Herrn Chevalier von einer besonders stark leuchtenden Stelle einer solchen Protuberanz ein kontinuierliches Spektralband (spectre continui) geliefert worden[1]). An diesem Wirbelring waren demnach auch eigentlich photosphärische Massen beteiligt.

Die angeführten drei Gruppen von Erscheinungen beweisen das Vorhandensein chromosphärischer, sowie auch im engeren Sinne photosphärischer Massen in der unteren Korona. Die Gruppen (1) und (3) enthalten Erscheinungen, die direkte Analoga von Erscheinungen sind, welche bei irdischen Vulkanausbrüchen beobachtet wurden. Dazu treten analoge Gesetzmäßigkeiten.

4. Nicht selten stellt sich eine annähernd antipodale, oder auch eine andere, einfache Teilungsverhältnisse bietende Anordnung der Stellen erhöhter Sonnentätigkeit um die Äquatorialzone der Sonnenrundung ein, die an die von mir so genannten ringbildenden Weltbeben oder Weltkatastrophen der Erde erinnert[2]).

5. Wie manche vulkanisch-seismischen Erscheinungen der Erde, so lassen auch die Stellen stark gesteigerter Sonnentätigkeit gelegentlich in der Struktur der Sonnenfleckengruppen Wirbelspiralen teils antizyklonaler, teils zyklonaler Richtung erkennen. Jene ist meist den ältesten, den Kopf einer Gruppe bildenden Sonnenflecken eigen, diese findet sich dagegen bei schlierenförmigen Gruppenteilen, die ihre

1) Astronom. Nachrichten Nr. 4270, 4330, 4344; Archiv für Optik **1**, 440; Deutsche Rundschau für Geographie und Statistik **31**, 385—390, 392, 393.

2) Archenholds Weltall **9**, 394—396; Memoire della società degli Spettroscopisti **38**, 17—20; Astronom. Nachrichten Nr. 4270 u. 4330.

1) Memoire etc. **38**, 17. Eine sehr ähnliche Beobachtung gelang P. J. Feniji bei Randnähe des Sonnenflecks, der mit den magnetischen Störungen des 25. September 1909 in Zusammenhang gebracht ist, anscheinend am 29. September 1909. Eine Veröffentlichung des Herrn P. R. Handmann darüber („Natur und Kultur" **7**, 318—319) läßt die auf den Beobachtungen Herrn Deslandres entsprechende Anordnung eines Wirbelrings zu jenem Fleck und ferner, auf Grund des Dopplerschen Prinzips, unverkennbare Anzeichen der von mir vorausgesetzten Wirbelbewegung um die ringförmige Achse erkennen.

2) Diese Zeitschr. **10**, 921, 1909.

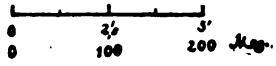
Digitized by Google

Fig. 2. Die Sonnenausbrüche der ersten September-Epoche 1909. Fünf Phasen der Fleckensignale, aufgenommen in Großflottbek.

I.	II.	III.	IV.	V.
Sept. 4.	Sept. 5.	Sept. 7.	Sept. 8.	Sept. 10.
20^h 0 m. Gr.-Z.	19^h 10 m. Gr.-Z.	19^h 0 m. Gr.-Z.	21^h 0 m. Gr.-Z.	22^h 30 m. Gr.-Z.

Die Sonnenfleckengruppen lassen besonders in den Phasen IV und V Wirbelerscheinungen (Drehungen) erkennen, die bei Kern- und Halbschattenpartien in entgegengesetztem Sinne verlaufen.

1 Megameter = 1000 Kilometer,
1 Gradminute = 40000 Kilometer.



Ausbruchnatur noch sichtlich durch Überlagerung anderer Gruppenteile bestätigen können.

6. Diese Überlagerung findet stets nach östlicher Richtung statt. Sie entspricht also einem Zurückbleiben gegen die Rotationsbewegung und erfüllt das Gesetz der verminderten Geschwindigkeit im gleichen Rotationswinkel, bei zunehmender Entfernung von der Achse des rotierenden Systems.

Daraus folgte die Möglichkeit, die Höhe von Ausbruchssäulen zu berechnen, die durch solche Ausbildung der Sonnenfleckengruppen signalisiert wurden.

7. Die Berechnung brachte insofern eine Bestätigung der Voraussetzung von Ausbruchssäulen, als die errechneten Werte durchaus derselben Größenordnung angehörten, wie die in der optischen Projektion jenseits des Sonnenrandes gemessenen Protuberanzen. (Astronom. Nachr. Nr. 4349.)

Das Wachstum von Sonnenfleckengruppen findet weitaus überwiegend nach östlicher Richtung statt. Daraufhin wurde auch ihre Berechnung als Signale von Ausbruchssäulen im großen vorgenommen.

8. Sie ergab Ausbruchshöhen derselben Größenordnung wie unter 7.

9. Zwischen 5. und 11. September 1909 gelang es endlich, zwei Ausbrüche festzustellen, bei denen die Fleckenmassen hinreichende Dauer aufwiesen, um das nach der Theorie notwendige gleichmäßige Zurückbleiben der einmal emporgeworfenen Teile von Tag zu Tag erkennen zu lassen. (Fig. 2.)

Diese Messungen wurden doppelt ausgeführt, einmal an Zeichnungen, die durch Projektion in einem Grenzkreis gewonnen waren, und dann an Photographien der Casseler Sonnenwarte. In beiden Fällen ergab die eine Gruppe in sechs Etappen ein Wachstum um täglich 16 bis 18, die andere Gruppe in vier Etappen ein Wachstum um täglich 30 bis 36 Megameter (zu 1000 Kilometern) nach Osten. Daraus folgten als ungefähre Ausbruchshöhen für die eine Gruppe 65, für die andere 133 Megameter, also wieder sehr häufige Protuberanzenhöhen.

Die beiden eindrucksvollen Sonnenfleckengruppen dieser Epoche enthüllten sich als nichts anderes denn als Ausbruchssäulen, die dem Einfluß der Sonnenrotation sichtbar entsprachen.

Großflottbek, Ende November 1909.

(Eingegangen 3. Dezember 1909.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über das Wesen der Kometen.

Von L. Zehnder.

(Mit Tafel VIII, IX und X.)

Immer noch ist das Wesen der Kometen wenig aufgeklärt, der Rätsel sind noch gar viele, obgleich die mächtigsten Fernrohre der Neuzeit und zahlreiche kleinere Fernrohre, die zwar entsprechend kleinere, aber dafür unter Umständen lichtstärkere Bilder der Kometen liefern, täglich auf besonders merkwürdige Kometen gerichtet werden, obwohl die Photographie und die Spektroskopie mit

Digitized by Google

ihren feinsten Methoden sich in den Dienst der Kometenforschung gestellt haben.

Es ist bekannt, daß man jedes Jahr eine größere Zahl von Kometen beobachten kann. Indessen sind die meisten von ihnen nur im Teleskop sichtbar, sie sind nur „teleskopische Kometen". Je kleiner sie sind, um so eher entgehen sie unseren Beobachtungen, um so größer ist aber wahrscheinlich ihre Anzahl. Wir vermögen nicht annähernd zu schätzen, wie viele Kometen jährlich in den Bereich der Sonnenanziehung gelangen, weil wir Himmelskörper unter einer gewissen Lichtstärke auch mit unseren besten Fernrohren nicht mehr zu sehen vermögen.

Über den Bau der kleinen teleskopischen Kometen hat man gegenwärtig ziemlich bestimmte Vorstellungen. Man hält sie für Ansammlungen von Meteoriten, d. h. von festen Körpern, die einst draußen im Weltraum durch Kondensation oder durch Sublimation von gas- oder dampfförmigen Substanzen entstanden sind. Solche Körper enthalten in der Regel viel Eisen, wie unsere Erde, daneben alle oder doch nur Substanzen, wie sie uns auf der Erde selber schon bekannt geworden sind. Die Zusammensetzung und den Aufbau der Meteoriten ersehen wir aus den da und dort auf die Erde gefallenen Bruchstücken von Meteoren, die als besonders große Meteoriten erkannt worden sind. Daß die teleskopischen Kometen wirklich aus Meteoriten bestehen, schloß man aus folgendem Grunde: Wird ein teleskopischer Komet mit dem Spektroskop untersucht, so läßt er ein schwaches kontinuierliches Spektrum erkennen, und daraus muß man schließen, daß er entweder ein selbstleuchtender Körper sei, daß er z. B. glühende Substanzen enthalte, wie die Sonne, oder daß er uns nur reflektiertes Sonnenlicht zusende, wie jeder flüssige oder feste von der Sonne beleuchtete Körper. Zwischen beiden Möglichkeiten entscheidet der Spektralapparat. Bekommen wir vom Kometen nur reflektiertes Sonnenlicht, so müssen wir von diesem Licht ein Spektrum erhalten, das ganz wie das Sonnenspektrum von genau denselben Absorptionslinien durchzogen ist. Nach Maßgabe der zunehmenden Helligkeit des Kometenlichts werden wir in seinem kontinuierlichen Spektrum zuerst die dunkelste Fraunhofersche Linie sehen, dann die zweitdunkelste usf.; bei sehr hellem Kometenlicht müssen wir nach und nach immer mehr Absorptionslinien erkennen, besonders bei langdauernden photographischen Aufnahmen. Sie müssen auch in derselben Abstufung erscheinen. Nehmen wir dagegen eine andere als die dunkelste Sonnenabsorptionslinie früher, oder nehmen wir bei zunehmender Helligkeit des Kometen die Absorptionslinien in anderer Reihenfolge wahr als im Sonnenspektrum, so kann das Kometenlicht einen anderen Ursprung haben. Jedenfalls müssen wir dann schließen, daß der Komet absorbierende Substanzen enthält. Erscheinen dagegen helle Linien auf dem kontinuierlichen Grunde des Kometenspektrums, so muß der Komet selbstleuchtende Substanzen enthalten.

Man ist also zu dem Schlusse gekommen, daß das Licht der teleskopischen Kometen reflektiertes Sonnenlicht sei, und daß es uns eine feste oder flüssige Kometenmasse verrate; denn eine gasförmige Kometenmasse würde wohl gar zu wenig Licht reflektieren, um uns sichtbar zu werden. Nun ist aber die Dichte der Kometen ganz außerordentlich gering. Dies geht einerseits daraus hervor, daß die Sterne durch die Kometen hindurch sichtbar bleiben und auch nicht einmal abgelenkt erscheinen, daß ihr Licht sogar kaum geschwächt wird, außer wenn sie unmittelbar hinter einen sehr dichten Kometenkern geraten, wie beispielsweise Archenhold kürzlich beobachtet hat. Andererseits hat noch nie aus der Gravitationswirkung eines Kometen auf einen Planet oder auf einen Satellit eine Kometenmasse berechnet werden können. So gering sind die Wirkungen sogar der allergrößten schon mit bloßem Auge sichtbaren Kometen auf unsere Sonnentrabanten allerart, daß wir sie nicht einmal wahrnehmen. Bedenkt man aber die ungeheuren Ausdehnungen der Kometen im Vergleich zu ihrer Masse, Ausdehnungen, die oft weit größer als die unserer Erde sind, so kann man nur schließen, daß der ganze Komet, da er aus dem vorhin angegebenen Grunde nicht gasförmig sein wird, aus diskret verteilter Materie, d. h. eben aus Meteoriten bestehe, daß er also ein Meteoritenhaufe, ein Meteoritenschwarm sei.

Wodurch unterscheiden sich aber die großen Kometen von den kleinen teleskopischen? Vermutlich durch nichts anderes als durch ihre Größe Je größer sie sind, um so besser können wir sie sehen und die Vorgänge in ihnen wahrnehmen, weil unsere optischen Instrumente dies besser ermöglichen. Kommt ein Meteoritenhaufe in die Nähe der Sonne, so erhält er in der Regel eine nebelartig scheinende Hülle, in deren Mitte sich der Kern heller abhebt, und wenn der Meteoritenhaufe groß genug ist, erhält er noch einen mehr oder weniger merkwürdigen Schweif, der von der Sonne abgewandt ist. Oft erscheinen zwei oder noch mehr Schweife, die sich meist fächerförmig ausbreiten. Die Hülle oder Koma zeigt häufig sehr auffallende Strukturverhältnisse:

Digitized by Google

Helle, nebelhafte, zum Kern konzentrische Ringe und als Verbindungen dieser mit dem Kern gelegentlich auch radiale heller leuchtende gegen die Sonne gerichtete Schweife, die um die Kernmitte hin- und herpendeln können. Oft nimmt man in der Hülle stufenweise oder periodische Änderungen dieser Lichtverteilungen wahr und sehr häufig beobachtete man ein Ausströmen leuchtender Materie aus dem Kometenkern namentlich gegen die Sonne hin, welche leuchtende Materie sich manchmal in einer gewissen Entfernung vom Kern kreisförmig umbiegt, dann zurückströmt und schließlich in den Schweif übergeht.

Für die physikalischen Ursachen dieser Erscheinungen kommen gegenwärtig im wesentlichen etwa die folgenden Hypothesen in Betracht:

1. Der Meteoritenhaufe wird, wenn er in die Sonnennähe kommt, durch die Anziehungskraft der Sonne auseinander gezogen. Denn die Gravitationswirkung der einzelnen Meteorite aufeinander ist fast verschwindend klein im Vergleich zur Anziehung der Sonne, so klein, daß wir sie mit unseren feinsten Wagen eben nur noch zu messen imstande sind. Die Sonne vergrößert also die gegenseitigen Abstände der Meteoriten voneinander, weil sie die näheren stärker anzieht als die entfernteren. Zugleich übt sie eine um so stärkere Wärmewirkung aus, je näher ihr die Meteoriten kommen. War der Meteoritenhaufe zuvor in Neptunsabstand oder noch weiter entfernt, so mußte er die Temperatur des umgebenden Weltraumes, d. h. etwa die größtmögliche Kälte -273^0 C, besitzen und alle seine Substanzen, auch unsere „Gase", befanden sich im festen Zustande. Je näher er aber der Sonne kommt, um so mehr Substanzen verdampfen. Zuerst Helium, dann Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff und die anderen Gase, dann Kohlenwasserstoffe und weitere leicht flüchtige Verbindungen, ferner Wasser, und endlich Substanzen, die nur bei noch höheren Temperaturen als Wasser in Dampfform existieren. Daß eine sehr energische Verdampfung zustande kommen muß, namentlich auf der Sonnenseite, und daß deshalb die verdampfte Materie vorzugsweise gegen die Sonne ausströmen wird, kann nicht bezweifelt werden. Es ist denn auch schon vor langen Zeiten die Vermutung ausgesprochen worden, der Kometenschweif sei eine Dampfsäule, die aus dem Kometenkern entwickelten Dämpfe strömen in den Schweif, und daher ziehe der Komet mit einer wie Rauch erscheinenden Dampfsäule seine Bahn entlang. Dabei erscheint besonders merkwürdig, daß diese Dampfsäulen nicht in den Bahnen der mit ungeheuren Geschwindigkeiten von beispielsweise gegen 600 km in der Sekunde dahinrasenden Kometen zurückbleiben, etwa wie die Meteorschweife, sondern daß sie stets mehr oder weniger genau vom Kometen aus die der Sonne abgewandte Richtung einschlagen. Zuerst war es wohl Olbers, der die Vermutung aufstellte, daß abstoßende Kräfte zwischen der Sonne und dem Kometenkern einerseits und den Kometendämpfen anderseits vorhanden sein müßten, durch die alle Dämpfe vom Kern und von der Sonne weggetrieben würden, sogar die anfänglich gegen die Sonne ausgeströmte Materie. Bessel nahm dann speziell elektrische Kräfte als wirksam an, sowie polare Wirkungen, in der Weise, daß die eine Kernhälfte von der Sonne angezogen, die andere von ihr abgestoßen, daß überdies die entwickelten Dampfmassen von der Sonne und vom Kern elektrisch abgestoßen werden, und er begründete diese Hypothese durch mathematische Berechnungen. Es gelang ihm denn auch, zu zeigen, daß beispielsweise die am Halleyschen Kometen von ihm beobachteten pendelartigen Schwingungen der ausströmenden Materie um den Kernmittelpunkt aus seiner Theorie sich erklären ließen. Ähnliche Anschauungen haben Zöllner und Lamont entwickelt. Bredichin unterschied namentlich drei charakteristisch verschiedene in den Schweifen wirksame abstoßende Kräfte und führte diese darauf zurück, daß die Schweifmaterie entweder aus Wasserstoff oder aus Kohlenwasserstoffen, oder etwa aus Eisendampf bestehe. Dementsprechend sagte er die Gestalt der Schweife eines neuen Kometen voraus, wenn ihm seine Bahnelemente, d. h. zum Beispiel seine Annäherung an die Sonne und die Neigung seiner Bahn zur Ekliptik bekannt waren. Indessen ist nach unseren irdischen Vorstellungen über die Erzeugung der Elektrizität schwer verständlich, warum denn nicht die entsprechende, mit der der Sonne ungleichnamige Elektrizität auf dem Kometenkern zurückbleibt, und warum also der Kometenkern nicht von der Sonne stärker als zuvor angezogen wird, somit seine Umlaufzeit verkürzt? — Bei der spektralen Untersuchung des Kometenlichts sah man, daß das Licht vieler Kometen ein Bandenspektrum erkennen ließ, das besonders mit dem von Kohlenwasserstoffen und Cyanverbindungen nahezu, wenn auch nicht völlig, übereinstimmte. Vogel und Hasselberg haben aber gezeigt, daß das Spektrum in dieser Weise Änderungen erleiden kann, wenn den Kohlenwasserstoffen noch Kohlenoxyd beigemengt wird und wenn das Licht durch elektrische Entladungen zustande kommt.

Digitized by Google

2. Nachdem in den letzten Jahren Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen und Radiumstrahlen eine so große Bedeutung erlangt haben, kann es nicht wundernehmen, wenn diese Erscheinungen auch auf kosmische Vorgänge übertragen worden sind. Es ist versucht worden, die Sonnenstrahlung durch Radium zu erklären. Die Berechnung, wieviel Radium hierfür in der Sonne sein müßte, ergab keine sehr unwahrscheinlichen Zahlen. Aus dem Radiumgehalt unserer verschiedensten irdischen Gesteinsarten kam man jedenfalls zu dem Schluß, daß sich die vorhandene Erdwärme auf der Erdoberfläche durch diesen Radiumgehalt erklären ließe. Es wurde dann weiter geschlossen, auch bei Kometen spielen die Radiumstrahlungen, die von Kathodenstrahlen und Röntgenstrahlen oder doch von sehr ähnlichen Strahlen begleitet sind, eine große Rolle. Alle diese Strahlenarten sind allerdings selber nicht sichtbar, sie bringen aber fluoreszenzfähige Körper zum Leuchten. Wenn also in Kometen solche Strahlungen sehr intensiv vorhanden wären, so könnten wir ein nebelhaftes Leuchten fluoreszenzfähiger Bestandteile der Kometen wahrnehmen. Es erscheint aber doch fraglich, ob sich die zahlreichen Vorgänge in den Kometen durch diese Strahlungen allein einigermaßen einwandfrei erklären lassen.

3. Zuerst hat wohl Kepler die Vermutung ausgesprochen, das Licht übe einen Druck auf die beleuchteten Körper aus; in gleicher Weise äußerte sich Euler. Aber Newton ließ merkwürdigerweise diese Ansicht nicht gelten, obwohl sie gerade mit seiner Emissionstheorie des Lichts aufs beste harmonierte. Maxwell hat dann aus seiner elektromagnetischen Lichttheorie wiederum gefolgert, daß das Licht auf die von ihm getroffenen, auf die beleuchteten Körper einen Druck ausüben müsse; auf der Einheitsfläche laste ein dem Lichtenergieinhalt der Volumeneinheit gleicher Lichtdruck oder Strahlungsdruck. Er berechnete seine Größe, fand ihn aber so gering, daß man den Druck kaum zu messen hoffen durfte. Dennoch haben bekanntlich Lebedew und bald darauf Nichols und Hull diesen Strahlungsdruck tatsächlich nachgewiesen und mit der Theorie übereinstimmend gefunden. Arrhenius wandte ihn auf kosmische Vorgänge an. Er folgerte, daß leichtere Teilchen durch den Strahlungsdruck der Schwerkraft entgegen sogar von der Sonne weggetrieben werden müssen. Ihm und besonders Schwarzschild gelang es denn auch, durch Berechnungen nachzuweisen, unter welchen Bedingungen tatsächlich Materie in solcher Weise von der Sonne weggetrieben werde. Die stärkste abstoßende Wirkung des gewöhnlichen Lichts wird auf vollkommen reflektierende Kügelchen von geringster Dichte und von gewissen, den Lichtwellenlängen entsprechenden Durchmessern ausgeübt. Je kleiner oder je größer die Kügelchen werden, um so geringer wird der Strahlungsdruck. Für Teilchen von 0,00016 mm Durchmesser ist der Strahlungsdruck ein Maximum, wenn sie die Dichte des Wassers haben; Teilchen von dreimal kleinerem oder von zehnmal größerem Durchmesser als jene Kügelchen werden schon nicht mehr abgestoßen, für solche überwiegt die anziehende Kraft der Sonne, wenn ihre Dichte nicht geringer ist als die des Wassers. Ferner werden vollkommen absorbierende Kügelchen nur halb so stark abgestoßen als vollkommen reflektierende. Arrhenius denkt sich nun auch, die Kometenmaterie verdampfe unter der Wirkung der Sonnenstrahlung und sie ströme zuerst in der Richtung gegen die Sonne hin; wenn sich aber die Molekeln der gebildeten Dämpfe zu Kügelchen von 0,00005 bis 0,0015 mm Durchmesser kondensiert haben, überwiege der Strahlungsdruck, und solche Teilchen werden dann mit großer Geschwindigkeit von der Sonne abgestoßen. Im Maximum könnte diese abstoßende Kraft der Sonne etwa zehnmal größer werden als ihre Anziehung durch die Gravitation, wenn die Dichte der Kügelchen gleich der des Wassers wäre. Bei einigen Kometen haben aber die Berechnungen ergeben, daß auf die Kometenschweifmaterie eine abstoßende Kraft wirken müßte, die sogar vierzigmal größer wäre als die Schwerkraft der Sonne. Eine so große Kraft glaubt Arrhenius annehmen zu dürfen; er denkt sich die aus dem Kometenkern verdampften und ausgetriebenen Kohlenwasserstoffe unter der ungeheuren Sonnenstrahlung verkohlt, also ziemlich vollkommen absorbierend, aber zugleich etwa zehnmal leichter als Wasser geworden, etwa so porös wie feinsten Ruß[1]); dann wäre eine so große abstoßende Kraft möglich. Nun ist aber die Grenze der Teilchengröße, bei der die Abstoßung durch den Strahlungsdruck zur Geltung kommt, doch gar zu gering. Es ist nämlich folgendes zu bedenken: Wenn sich die Dampfmolekeln in der Kometenhülle nach Arrhenius zu Tröpfchen von 0,00016 mm Durchmesser kondensieren, so vergrößern sie sich doch, da sie unter den gleichen Kondensationsbedingungen geblieben sind, immer noch weiter; sie werden sich im Gegenteil noch rascher kondensieren, wenn sie von der Sonne

1) Die geringe Dichte des Rußes ist übrigens nur eine scheinbare: der Ruß enthält Luft. Treibt man diese Luft aus, so wird die Dichte des Rußes gleich der der Kohle werden, also größer als die des Wassers sein.

Digitized by Google

in kältere Regionen weggetrieben, zugleich in schnellere Bewegung versetzt und also häufigeren Zusammenstößen ausgesetzt werden. Dann aber nimmt der auf sie wirkende Überschuß des Strahlungsdrucks über die Gravitation immer mehr ab, und wenn z. B. die Tröpfchen von der Dichte des Wassers den etwa zehnmal größeren Durchmesser von 0,0015 mm erreicht haben, so werden sie unter noch so günstigen sonstigen Bedingungen schon nicht mehr abgestoßen, sondern von der Sonne angezogen. Kann man sich also etwa denken, vom Kometenkern verdampfte und gegen die Sonne ausgeschleuderte Substanzen kondensieren sich wieder, trotz der noch größeren Sonnennähe, und sie werden in einem gewissen Kondensationszustand von der Sonne abgestoßen, biegen also um und wenden sich dem Schweife zu, so ist doch der oft sehr lange Schweif, und namentlich die auf manche Kometenschweife wirkende überaus große Abstoßungskraft, die in einzelnen Fällen die Anziehungskraft der Sonne etwa um das Vierzigfache übertreffen muß, nach der Theorie des Strahlungsdrucks allein kaum zu verstehen. Man müßte jedenfalls noch elektrische Kräfte zu Hilfe nehmen.

4. Bei den an den Kometen beobachteten Erscheinungen sind wohl noch andere Vorgänge zu berücksichtigen, auf die ich schon vor 26 Jahren im Kosmos, Band I, S. 186, 1886 sodann in meinen Büchern: „Die Mechanik des Weltalls" und „Das Leben im Weltall" hingewiesen habe. Um diese Vorgänge eingehender zu beleuchten und zugleich meine früheren Entwicklungen in einigen Punkten richtigzustellen, möchte ich etwas weiter ausholend unser Sonnensystem, soweit es hier für uns in Betracht kommt, etwa folgendermaßen beschreiben:

Die Sonne wird umkreist von den Planeten mit ihren Satelliten. Vermöge ihrer ungemein großen Masse zieht die Sonne aus einem entsprechend großen Bereich alle in diesem Raume befindlichen Körper, große und kleine, zu sich heran. Hätten alle uns zunächst befindlichen Fixsterne gleiche Masse wie die Sonne, so würde der Anziehungsbereich der Sonne bis zu den halben Abständen von diesen Fixsternen reichen, also über 4000mal weiter als bis zum Abstand des äußersten uns bekannten Planeten, des Neptun. Wäre ferner der kosmisch nebelartige Zustand, aus dem unser Sonnensystem und die in seiner Nachbarschaft befindlichen Fixsterne möglicherweise hervorgegangen sind, einmal ein vollkommener Ruhezustand gewesen, so würden im allgemeinen alle Körper, die jetzt im Anziehungsbereich der Sonne sind, immer in diesem Anziehungsbereich gewesen sein. Würden in den größten zu jenem Anziehungsbereich unseres Sonnensystems gehörenden Abständen Planeten oder Meteoriten in Kreisbahnen um die Sonne kreisen, so hätten sie für einen Umlauf etwa 40 Millionen Jahre nötig. Meteoriten oder Meteoritenhaufen dagegen, die ohne wesentliche Eigengeschwindigkeit in jenen großen Abständen sich gebildet hätten, die sich gegen die Sonne bewegten und sie wie Kometen umkreisten, brauchten zwar weniger, aber immer noch etwa 14 Millionen Jahre zu einem Umlauf um die Sonne, bis zu ihrem Wiedererscheinen in der Sonnennähe. Nun besteht allerdings keine solche Unveränderlichkeit der Abstände unseres Sonnensystems von benachbarten Fixsternen. Bewegt sich doch unsere Sonne wahrscheinlich mit etwa 20 km Geschwindigkeit im Raume ungefähr gegen das Sternbild der Leier, und andere Sonnen haben zum Teil noch größere Eigengeschwindigkeiten! Daher ist es denn auch denkbar, daß Meteoriten, Meteoritenhaufen, Kometen, die von den Grenzen des Anziehungsbereiches unserer Sonne herkamen und einmal um unsere Sonne kreisten, nachher in den Anziehungsbereich einer anderen Sonne gelangten, und daß sie dann wohl nie mehr zurückkehren werden.

Von allen großen Kometen und von den zahlreichen teleskopischen Kometen, die man bis dahin zu beobachten Gelegenheit hatte, ist meines Wissens noch nie einer unmittelbar in die Sonne gestürzt. Sie alle hatten außer den radialen auf die Sonne gerichteten noch seitliche Bewegungskomponenten, hervorgerufen durch irgendwelche äußeren Ursachen, z. B. durch Anziehungen von größeren oder kleineren Weltkörpern, als sie noch weit außen sich befanden, oder durch Anziehungen von unseren Planeten, und diese seitlichen Komponenten bewirkten, daß sie um die Sonne kreisen mußten, statt in sie zu stürzen. Ähnlich muß es sich mit allen einzelnen Meteoriten verhalten, die sich im Anziehungsbereich der Sonne befinden. Nur ein sehr kleiner Teil derselben stürzt unmittelbar in die Sonne, alle anderen kreisen in mehr oder weniger langgestreckten Ellipsen um die Sonne herum und sie kehren größtenteils früher oder später wieder zur Sonne zurück, wie die periodischen Kometen. Auch die Erde zieht Meteoriten an, wie die Sonne, und lenkt sie aus ihren Bahnen ab. Aber nur ein sehr kleiner Teil von diesen Meteoriten stürzt dabei auf die Erde herab, der größte Teil fliegt an ihr vorbei und in der Regel gegen die Sonne hin. Aus der Zahl der Meteoriten, die unmittelbar auf die Erde

Digitized by Google

stürzen und uns als Sternschnuppen oder Meteore sichtbar werden, können wir einen Schluß ziehen auf die Zahl der Meteoriten, die sich in die Sonne stürzen. Da nämlich nicht die Erde, sondern die Sonne die wesentliche, die Meteoriten herbeiholende Masse hat, so fliegen alle Meteoriten auf die Sonne los und nur etwa der Teil unter ihnen, der beim Sturz gegen die Sonne gewissermaßen durch den Erdquerschnitt abgefangen wird, fällt auf die Erdoberfläche. Daher fallen so viel mehr Meteoriten auf die Sonne, als die zur Sonne konzentrische durch die Erde gehende Kugeloberfläche größer ist als der Erdquerschnitt. Dies Verhältnis beträgt über 2 Milliarden, d. h. 2 Milliarden mal mehr Meteoriten stürzen auf die Sonne als auf die Erde, oder bei gleichen Flächenstücken stürzen gegen 50000mal mehr Meteoriten auf die Sonne als auf die Erde. Dieser gewaltige Meteoritenregen vergrößert wahrscheinlich doch die Sonnenmasse nicht sehr bedeutend. Auch können wir die Erscheinungen des Einstürzens einzelner Meteoriten vermutlich nie sehen, weil sie im Verhältnis zur Sonnenausdehnung doch gar zu geringfügig sind. Dagegen mag etwa das Einstürzen eines gewaltigen Meteoritenhaufens, den wir unter Umständen als teleskopischen Kometen erkennen könnten, falls er der Beobachtung nicht entgeht, durch entsprechendes Aufspritzen der Sonnen-Gasmassen als große Protuberanz in die Erscheinung treten.

Wenn wir nun in Erwägung ziehen, wie außerordentlich viele Meteoriten auf die Sonne stürzen und wie noch unermeßlich viel mehr Meteoriten an der Sonne vorbeifahren, ohne in sie zu stürzen, so daß sie nur in Ellipsen um sie kreisen, so müssen wir weiter folgern, daß der überwiegende Teil dieser Meteoriten unserem Sonnensystem erhalten bleibt, daß er periodische Umläufe um die Sonne macht und früher oder später immer wieder zurückkehrt. Daher wird die Sonne von einer ungeheuren Zahl von Meteoriten und Meteoritenhaufen umschwärmt. Die Exzentrizitäten der Bahnen dieser Meteoriten werden immer kleiner und kleiner. Ob freilich ein widerstehendes Mittel, ob der Äther wirklich vorhanden ist, der, wenn er auch noch so fein und dünn wäre, doch im Laufe der Jahrmillionen diese Bahnen verkleinern müßte, wissen wir nicht; jedenfalls wird das Vorhandensein eines solchen Äthers in neuester Zeit wieder stark angezweifelt. Ein anderes widerstehendes Mittel ist aber ganz sicher vorhanden: die zahllosen um die Sonne schwärmenden Meteoriten selber. Jeder Meteorit wird, wenn er um die Sonne schwärmt, viel mehr Meteoriten begegnen, die in entgegengesetztem Sinne um die Sonne kreisen, als solche, die sich gleichsinnig bewegen. Stößt er, was wahrscheinlicher ist, mit einem jener ersteren Meteoriten zusammen, so verlieren beide Meteoriten von ihren Geschwindigkeiten. Dadurch werden ihre Bahnen kleiner, sie rücken der Sonne näher heran. Je kleiner aber die Bahnen der Meteoriten sind, je weniger sie über die Planetenbahnen hinausreichen, je länger also die Meteoriten im Anziehungsbereich der Planeten bleiben, um so mehr werden ihre Bahnen gegen die mittlere Bahnebene aller Planeten herangezogen. Bewegen sich dann die Meteoriten annähernd in dieser mittleren Planetenbahnebene und kreisen sie den Planeten entgegen, in rückläufigem Sinne, um die Sonne, so erfahren sie häufiger Störungen durch die Planeten, als wenn sie in gleichem Sinne umlaufen. Schließlich stürzen sie in einen Planeten hinein, oder sie werden in gleichsinnige Bahnen abgelenkt. So geht, allerdings erst in ungeheuren Zeiträumen, eine kugelförmige Hülle der Sonne, in der die unermeßliche Zahl der Meteoriten ohne Vorhandensein der Planeten in verhältnismäßig gleichmäßiger Verteilung aller Umlaufsrichtungen kreisen würde, in eine abgeplattete ellipsoidische Hülle über. Den hellsten Teil dieser scheibenförmig abgeflachten Hülle, den Teil also, in dem am meisten Meteoriten kreisen und in dem sie durch die Sonne am hellsten beleuchtet werden, nehmen wir unter günstigen Umständen als Zodiakallicht wahr. Aber sowohl seitlich von dieser Scheibe, als auch außerhalb von ihr kreisen noch ungezählte Milliarden von Meteoriten, die freilich zu wenig dicht beieinander sind, als daß sie uns in ihrer Gesamtheit unter gewöhnlichen Umständen sichtbar sein könnten.

Ein ungefähres Bild unseres Sonnensystems im kleinen stellt das Saturnsystem mit seinen Meteoritenringen und mit seinen Satelliten dar. Die um den Saturn kreisenden Meteoriten bilden aber hier verhältnismäßig dünne flache Ringe und sie bewegen sich in größter Ordnung, auch wohl alle in gleichem Sinne und ziemlich in der gleichen Ebene um den Saturn herum. Ihre Zahl wird eben durch neu einstürzende Meteoriten kaum wesentlich vermehrt, weil der Saturn vermutlich kaum mehr von den Meteoriten, die von der Sonne angezogen werden, abzufangen vermag, als unsere Erde. Denn obwohl die Masse des Saturns etwa 90mal größer ist als die der Erde, so ist doch auch die Zahl der in seinem Abstande nach der Sonne strebenden und durch die Flächeneinheit fliegenden Meteoriten etwa 90mal kleiner. Dementsprechend werden die Meteoritenringe des Saturns durch neu einstürzende Meteoriten

Digitized by Google

nur wenig gestört und durch die Gravitationswirkungen der Saturn-Satelliten und der Meteoriten der Ringe selber mußten sich schließlich ganz flache Ringe ausbilden. Auch das Zodiakallicht erschiene uns viel schmaler, wenn nicht so unermeßlich viele Meteoriten immer wieder mit größten Exzentrizitäten und in allen möglichen Bahnebenen um die Sonne kreisten, die nur im Laufe von Jahrmilliarden gegen die mittlere Umlaufsebene aller Planeten herangezogen werden können.

Nun wollen wir einen Meteoritenhaufen näher ins Auge fassen, der etwa von der Grenze des Bereichs der Sonnenanziehung herkommt und sich uns jetzt nähert. Ein solcher Haufen kann aus dicht aneinander befindlichen Meteoriten bestehen. Ist dies der Fall, so ist er fast so undurchsichtig wie z. B. ein Satellit oder ein Planetoid von gleichen Dimensionen. Ferner besitzt er dann annähernd dieselbe Masse wie ein anderer gleich großer fester Weltkörper; seine Dichte wäre vermutlich etwa der mittleren Dichte unserer Erde gleich, also nicht viel geringer als die Dichte des Eisens; denn die Meteoriten enthalten ja häufig viel Eisen. Es haben aber die größeren Kometenkerne ganz bedeutende Ausdehnungen von vielen Hunderten von Kilometern, sie mögen vielleicht in einzelnen Fällen ebenso groß werden wie unser Mond, und doch soll ihre Masse so klein sein, daß noch nie die Wirkung einer solchen Masse auf einen Planeten oder auf einen Satelliten trotz gegenseitiger großer Annäherungen wahrgenommen werden konnte. Daraus müssen wir, wie schon oben bemerkt wurde, schließen, daß solche große Kometenkerne nicht aus dicht aneinander befindlichen, sondern aus diskret verteilten Meteoriten bestehen, daß alle ihre einzelnen Meteoriten in größeren Abständen von allen anderen Meteoriten dahinfliegen. Einem solchen System kann freilich kein statisches Gleichgewicht zukommen, wohl aber ein dynamisches. Es kann ein dem oben beschriebenen Sonnensystem ähnliches System im kleinen sein. Dafür spricht sogar die größte Wahrscheinlichkeit, daß es so ist. Denn als der Meteoritenhaufe sich bildete, weit draußen, außerhalb der Neptunsbahn, als er mehr und mehr benachbarte Meteoriten zu sich heranzog, da mußten außer den radialen Bewegungskomponenten auf den Haufen hin auch seitliche Anfangsbewegungen der Meteoriten vorhanden sein, die ihr exzentrisches Einstürzen in den Meteoritenhaufen bewirkten. Dadurch erhielt der betreffende Meteoritenhaufe, soweit sich die Bewegung des eingestürzten auf die benachbarten Meteoriten übertrug, eine Rotation in bestimmter Rotationsebene. Durch jeden neu einstürzenden Meteoriten wurde wieder eine andere Rotationsbewegung mit anderer Rotationsebene auf den Haufen übertragen. Daher müssen die meisten Meteoriten eines solchen Haufens um seinen gemeinsamen Schwerpunkt kreisen und weil die Masse des Haufens gar so gering ist, sind die Umlaufsdauern und die Abstände, bis zu denen sich die Meteoriten vom gemeinsamen Schwerpunkt des ganzen Haufens entfernen, relativ groß; letztere können leicht Hunderte von Kilometern, die Umlaufszeiten viele Tage, Wochen und noch mehr betragen. Wenn dem so ist, so könnte man aus der Umlaufsdauer weitab kreisender Meteoriten, falls sie bestimmbar wäre, die Masse ihres Anziehungszentrums, des zentralen Meteoritenhaufens, berechnen.

Die Rotationsebenen solcher Meteoritenhaufen werden im allgemeinen dem Zufall entsprechend jede beliebige Neigung haben können; denn jeder einstürzende Meteorit suchte wieder eine andere Rotationsebene hervorzubringen und alle größeren einstürzenden Meteoriten haben einem Teil der kleineren Meteoriten des Haufens ihre Rotationsebene aufgezwungen. Wegen der großen Abstände der bereits kreisenden Meteoriten von ihrem gemeinsamen Zentrum und wegen ihrer langen Umlaufsdauer werden sich die verschiedenen Meteoriten der verschiedenen Rotationsebenen kaum gegenseitig stören, sie werden jahrhundertelang, vielleicht unermeßlich viel länger aneinander vorbeifliegen und um den gemeinsamen Anziehungsmittelpunkt kreisen. Sie werden teilweise geregeltere Ringe oder Scheiben bilden können, deren Meteoriten in gemeinsamer Ebene um dasselbe Zentrum kreisen und derselbe Meteoritenhaufe kann sogar gleichzeitig mehrere Meteoritenringe besitzen, die in verschiedenen Rotationsebenen kreisen, wenn nur die Durchmesser der Ringe wesentlich voneinander verschieden sind, so daß sich die Ringe gegenseitig nur unerheblich stören.

Bewegt sich ein solcher Meteoritenhaufe von weit außen gegen unsere Sonne heran, so werden zuerst durch zunehmende Erwärmung die auf oder in den Meteoriten in festem Zustande befindlichen sogenannten Gase frei, nämlich Helium, dann Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Kohlenoxyd, Kohlensäure usf. (abgesehen von den in sehr geringen Mengen vorhandenen Edelgasen). Diese Gase bleiben wegen der Gravitationswirkung der Meteoriten und wegen der anfänglich noch sehr niedrigen Temperatur bei ihren Meteoriten und lagern sich in Kugeln, als kleine Gashüllen, um sie herum, oder sie vereinigen sich um Ansammlungen von Meteoriten herum zu einer für sie alle gemein-

Digitized by Google

schaftlichen Atmosphäre. So mögen kugelförmige, scheibenförmige, ringförmige und noch anders geformte Atmosphären entstehen, je nach der Gesamtform der einander benachbarten Meteoriten, deren Gashüllen zu einer gemeinschaftlichen Atmosphäre ineinander fließen. Je kälter die Meteoriten sind, um so kleiner und dichter sind ihre Gashüllen, je wärmer jene werden, bei ihrer Annäherung an die Sonne, um so dünner und ausgedehnter werden diese. Bei höherer Temperatur beginnen aber auch andere Substanzen zu verdunsten, also in Gas- oder Dampfform überzugehen, z. B. Kohlenwasserstoffe, Wasser usf., so daß die Dichten der entstehenden Gashüllen dadurch vermehrt werden. Steigen die Temperaturen über gewisse Beträge, so werden diese und jene Gas- oder Dampfmolekeln auf so große Molekulargeschwindigkeiten gebracht, daß sie den Meteoritenhaufen verlassen, um eigene Bahnen einzuschlagen, die gewöhnlich auf kürzeren Wegen zu der Sonnenoberfläche führen werden. Aber immer neue Substanzen werden verdampft, so daß auch immer neue Gashüllen entstehen.

Nun wissen wir, daß alle diese Gashüllen, diese Atmosphären brechende Wirkungen auf das durch sie hindurchtretende Sonnenlicht ausüben müssen. Eine kugelförmige Gashülle muß das von der Sonne auf sie auffallende divergierende Strahlenbündel je nach ihrer geringeren oder größeren Dichte zu geringerer Divergenz oder sogar zur Konvergenz bringen. Je gleichmäßiger ihre Dichte ist, ein um so regelmäßiger konzentriertes Lichtbündel tritt auf der anderen Seite aus der Gashülle aus, wie es ja mathematisch zu berechnen, geometrisch zu konstruieren ist. Noch günstiger für die Konzentration können geeignete Dichtezunahmen der Gashüllen von außen nach ihrer Mitte hin wirken, indem sie die Randstrahlen und die den zugehörigen Meteoriten eben noch streifenden Zentralstrahlen so ablenken, daß beiderlei Strahlen von demselben Punkt zu divergieren oder nach demselben Punkt zu konvergieren scheinen. Aber auch eine Gasmasse von ungleichmäßiger Gestalt und Dichte, eine beliebig geformte Atmosphäre muß im allgemeinen nach einzelnen Stellen, die von der Sonne abgewandt liegen, vermöge ihrer Brechungswirkungen das Licht mehr oder weniger konzentrieren.

Bewegt sich nun ein Meteorit an eine solche Stelle konzentrierten Lichts, so wird er stärker beleuchtet als zuvor. Er kann uns sichtbar werden, wenn er es vorher nicht war. Ist er gleich groß und sonst gleich beschaffen, wie der Meteorit, der die lichtbrechende Gashülle besitzt, so wird jener uns doch leichter sichtbar sein als dieser, weil mehr Sonnenlicht auf jenen konzentriert wird als auf diesen. Aber nicht nur die Lichtwirkung des konzentrierten Lichtstrahlenbündels ist zu berücksichtigen, sondern auch seine Wärmewirkung. Das konzentriertere Lichtbündel wirkt in der Regel stärker erwärmend, als das nicht konzentrierte Lichtbündel. Diese Wärmewirkung hat erstens zur Folge, daß der heller beleuchtete Meteorit nun selber eine größere Gashülle bekommt, die selber wieder lichtbrechend wirkt und noch weiter von der Sonne entfernte Meteoriten beleuchtet; zweitens werden aber, wenn die Wärmewirkung intensiv genug geworden ist, leicht verbrennliche Stoffe, z. B. Kohlenwasserstoffe, zur Entzündung gebracht und auch sonst werden gewisse chemische Verbindungen eingeleitet. Die in solcher Weise selbstleuchtend gewordenen Substanzen der Meteoriten erkennen wir an ihrem Spektrum.

Während die kleinen Gashüllen der einzelnen Meteoriten nur eine kleinere Zahl anderer hinter ihnen befindlichen Meteoriten beeinflussen, nämlich hell beleuchten und für uns sichtbar machen können, ist die Wirkung großer Gaskugeln oder in anderer Weise begrenzter Gashüllen entsprechend umfassender. Wenn alle Gashüllen nahe benachbarter und doch diskret verteilter, z. B. einem Rotationssystem angehörender Meteoriten beispielsweise zu einer einzigen großen Gaskugel zusammenfließen, so beleuchtet diese alle hinter ihr befindlichen Meteoriten um so stärker, je mehr das Sonnenlichtbündel durch sie konzentriert wird. Durch Kontrastwirkung (wie beim Ultramikroskop) sehen wir diese hell beleuchteten Meteoriten besser als alle weniger beleuchteten Meteoriten der ganzen Umgebung, ebenso wie wir in einem ins dunkle Zimmer fallenden Lichtstrahl unzählige Stäubchen sehen, die wir ohne diese Kontrastwirkung nie unmittelbar beobachten könnten. Erst an diesen Stäubchen erkennen wir die Begrenzung des Sonnenstrahls. Ganz ähnlich bei dem Meteoritenhaufen, den wir vermöge seiner Erscheinungen als Kometen ansprechen. Wir glauben, an ihm einen von der Sonne abgewandten nebelhaft leuchtenden Schweif zu sehen. Am hellsten werden die unmittelbar hinter der Gaskugel befindlichen Meteoriten beleuchtet, besonders wenn etwa das Strahlenbündel konvergent geworden ist. Dann scheint der so entstehende Schweif an einer bestimmten Stelle einen Brennpunkt zu haben, von dem die Strahlen nachher divergierend ihren Weg fortsetzen. Solche Photographien von Kometenschweifen sind tatsächlich da und dort erhalten worden. Ich erwähne z. B. die Aufnahme des Kometen

Digitized by Google

Digitized by Google

Fig. 1.

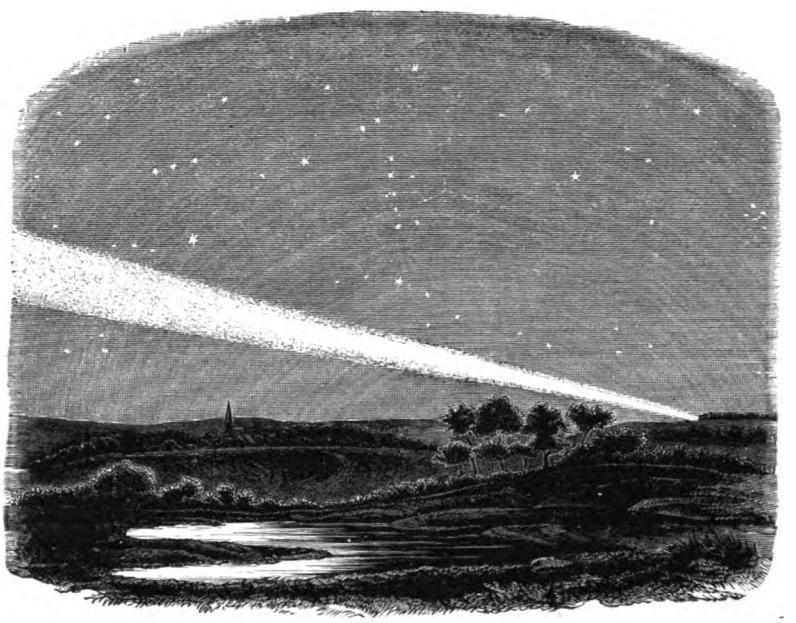


Fig. 2.

Fig. 3.

Digitized by Google

Borrelly 1903c durch M. Wolf[1]) (Fig. 1)[2]). Wird das Lichtbündel durch die Glaskugel nicht konvergent, sondern mehr oder weniger parallel gemacht, so erstreckt es sich in fast gleicher Intensität in unermeßliche Entfernungen und alle nach den vorhergehenden Entwicklungen um die Sonne kreisenden Meteoriten, die in dieses Strahlenbündel eintreten, werden hell beleuchtet und daher in gewissem Bereiche für uns sichtbar. Der uns erscheinende Kometenschweif kann vorübergehend Hunderte von Millionen Kilometer lang werden, wie beim großen Kometen von 1843 (Fig. 2). Aber nur vorübergehend; denn die Dichte der Gaskugel ändert sich, ebenso ihr Abstand von der Sonne, und nur kurze Zeit tritt ein mehr oder weniger genau paralleles Lichtstrahlenbündel aus der Kugel heraus. Es ist ferner leicht verständlich, daß unter Umständen ein solches Lichtstrahlenbündel einen hellen Mantel erkennen läßt, daß die Mitte dunkler erscheint. Wir haben nur nötig, uns zu erinnern, daß die große Gashülle um einen Meteoritenhaufen sich gebildet hat, der in seinem Zentrum in der Regel dichter zusammenliegende Meteoriten enthält als außen, wie es ja bei einem Rotationssystem nicht nur möglich, sondern auch wahrscheinlich ist. Dann wirft dieser undurchsichtige Kern einen Schatten in das Lichtbündel hinein und dessen Mitte bleibt dunkel. Kometenschweife dieser Art sind vielfach beobachtet worden. Ich nenne nur den Kometen von 1811 (Fig. 3) und den Donatischen Kometen 1858 (Fig. 4) als Beispiele. Wenn die Gashülle nicht in ihrer Gesamtheit kugelförmig ist, sondern z. B. aus mehreren eben ineinander fließenden Kugeln besteht, so können mehrere parallele Schweife nebeneinander bestehen. Bei anderen unregelmäßigen Begrenzungen der Gashüllen mögen mehrere divergente, also fächerförmig erscheinende Schweife zustande kommen.

Aber nicht nur das konzentrierte Lichtstrahlenbündel bedingt die Begrenzung des Schweifs, sondern auch die ringsum vorhandenen Meteoriten selber. Wenn der die Kometenerscheinung hervorrufende Meteoritenhaufe, den wir nach unseren Darlegungen nur als Kern und Hülle des Kometen auffassen, ein Lichtbündel entstehen läßt, das die nahe der Ekliptik vorhandene wahrscheinlich dichtere Meteoritenscheibe unseres Sonnensystems, das Zodiakallicht, irgendwo verläßt, so wird die Austrittsstelle dieses Lichtbündels die Begrenzungsform der Meteoritenscheibe erkennen lassen. Denn der Schweif erscheint um so weniger hell, je weniger Meteoriten sich in dem Bündel konzentrierten Lichts befinden. So läßt sich wohl die Begrenzung des Hauptschweifs des Donatischen Kometen in der Aufnahme von G. P. Bond (5. Okt. 1858) (Fig. 5) deuten, während seine beiden Nebenschweife einem oder zwei Lichtbündeln entsprechen mögen, die in einen meteoritenarmen Raum austreten. Wenn ferner ein fremder Meteoritenhaufe (oder ein ganzer Meteoritenstrom, wie solche in unserem Sonnensystem vorkommen und die periodischen jährlichen Sternschnuppenschwärme hervorbringen) in das konzentrierte Lichtbündel eintritt, so wird er nicht nur hell beleuchtet und für uns sichtbar, sondern er entwickelt nun gleichfalls seine stärkere Gashülle, beleuchtet selber noch weiter entfernte Meteoriten oder Meteoritenhaufen und es entsteht ein ganz unregelmäßig geformter Schweif, wie ihn z. B. der Komet Rordame 1893 (Fig. 6) erkennen ließ. Die Erscheinung dieses Schweifs macht etwa den Eindruck, wie wenn mehrere Kometen längs der Schweifrichtung hintereinander angeordnet wären und gemeinsam die Sonne umkreisten. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Beleuchtung weiter entfernter Meteoriten ist hier nicht unmittelbar die Lichtgeschwindigkeit, sondern sie setzt sich aus dieser, aus der Geschwindigkeit der Entstehung der neuen Gashüllen und unter Umständen aus der Änderung der Anordnung der beleuchteten Meteoritenhaufen zusammen.

Bei manchen Kometen sind periodische Veränderungen wahrnehmbar. Da unsere Meteoritenhaufen, die uns als Kometen erscheinen, im allgemeinen Rotationssysteme sind, müssen wir periodische Veränderungen erwarten. Nach einer Rotationsdauer des zentralen Kernhaufens sind wieder dieselben Meteoriten, die nahezu dasselbe Wärmeaufnahmevermögen und dieselbe Ausstrahlungsfähigkeit bewahrt haben, der Sonne am nächsten, von anderen Meteoriten des Haufens am wenigsten beschattet, und sie werden wiederum eine analoge Gas- und Dampfentwicklung zustande kommen lassen. Weiter abstehende rotierende Ringe haben eine andere Umlaufsdauer; sie ergeben eine andere Periode. Wenn die Annäherung des Meteoritenhaufens an die Sonne sehr groß ist, kann durch die verstärkte Sonnenanziehung sein zentraler Kernhaufen, falls er aus dicht aneinander liegenden Meteoriten besteht, in der Richtung des Sonnenradiusvektors auseinander gezogen, seine Rotation kann dadurch gehemmt und schließlich in ein Pendeln um den Radiusvektor übergeführt werden. Da die Atmosphäre des Kernhaufens diesem folgen und die

1) In dieser Aufnahme divergieren die längsten Schweiflinien von einem außerhalb der Hülle liegenden Brennpunkt aus.

2) Die Figuren befinden sich auf Tafel VIII, IX, X.

Digitized by Google

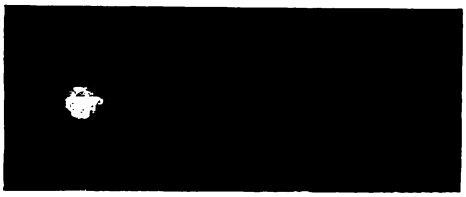


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Digitized by Google

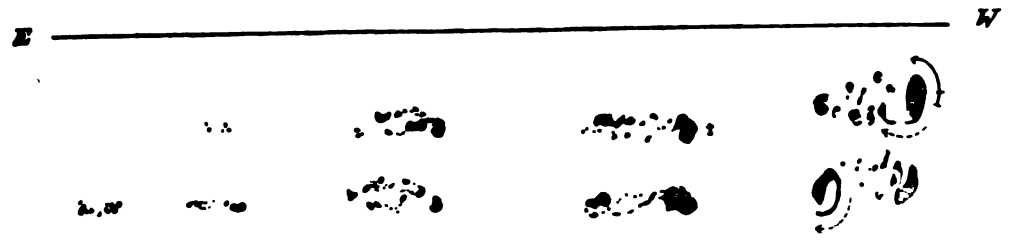
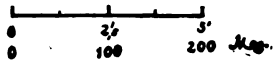


Fig. 2. Die Sonnenausbrüche der ersten September-Epoche 1909. Fünf Phasen der Fleckensignale, aufgenommen in Großflottbek.

I.	II.	III.	IV.	V.
Sept. 4.	Sept. 5.	Sept. 7.	Sept. 8.	Sept. 10.
20^h 0 m. Gr.-Z.	19^h 10 m. Gr.-Z.	19^h 0 m. Gr.-Z.	21^h 0 m. Gr.-Z.	22^h 30 m. Gr.-Z.

Die Sonnenfleckengruppen lassen besonders in den Phasen IV und V Wirbelerscheinungen (Drehungen) erkennen, die bei Kern- und Halbschattenpartien in entgegengesetztem Sinne verlaufen.

1 Megameter = 1000 Kilometer,
1 Gradminute = $\frac{1}{40000}$ Kilometer.



Ausbruchnatur noch sichtlich durch Überlagerung anderer Gruppenteile bestätigen können.

6. Diese Überlagerung findet stets nach östlicher Richtung statt. Sie entspricht also einem Zurückbleiben gegen die Rotationsbewegung und erfüllt das Gesetz der verminderten Geschwindigkeit im gleichen Rotationswinkel, bei zunehmender Entfernung von der Achse des rotierenden Systems.

Daraus folgte die Möglichkeit, die Höhe von Ausbruchssäulen zu berechnen, die durch solche Ausbildung der Sonnenfleckengruppen signalisiert wurden.

7. Die Berechnung brachte insofern eine Bestätigung der Voraussetzung von Ausbruchssäulen, als die errechneten Werte durchaus derselben Größenordnung angehörten, wie die in der optischen Projektion jenseits des Sonnenrandes gemessenen Protuberanzen. (Astronom. Nachr. Nr. 4349.)

Das Wachstum von Sonnenfleckengruppen findet weitaus überwiegend nach östlicher Richtung statt. Daraufhin wurde auch ihre Berechnung als Signale von Ausbruchssäulen im großen vorgenommen.

8. Sie ergab Ausbruchshöhen derselben Größenordnung wie unter 7.

9. Zwischen 5. und 11. September 1909 gelang es endlich, zwei Ausbrüche festzustellen, bei denen die Fleckenmassen hinreichende Dauer aufwiesen, um das nach der Theorie notwendige gleichmäßige Zurückbleiben der einmal emporgeworfenen Teile von Tag zu Tag erkennen zu lassen. (Fig. 2.)

Diese Messungen wurden doppelt ausgeführt, einmal an Zeichnungen, die durch Projektion in einem Grenzkreis gewonnen waren, und dann an Photographien der Casseler Sonnenwarte. In beiden Fällen ergab die eine Gruppe in sechs Etappen ein Wachstum um täglich 16 bis 18, die andere Gruppe in vier Etappen ein Wachstum um täglich 30 bis 36 Megameter (zu 1000 Kilometern) nach Osten. Daraus folgten als ungefähre Ausbruchshöhen für die eine Gruppe 65, für die andere 133 Megameter, also wieder sehr häufige Protuberanzenhöhen.

Die beiden eindrucksvollen Sonnenfleckengruppen dieser Epoche enthüllten sich als nichts anderes denn als Ausbruchssäulen, die dem Einfluß der Sonnenrotation sichtbar entsprachen.

Großflottbek, Ende November 1909.

(Eingegangen 3. Dezember 1909.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über das Wesen der Kometen.

Von L. Zehnder.

(Mit Tafel VIII, IX und X.)

Immer noch ist das Wesen der Kometen wenig aufgeklärt, der Rätsel sind noch gar viele, obgleich die mächtigsten Fernrohre der Neuzeit und zahlreiche kleinere Fernrohre, die zwar entsprechend kleinere, aber dafür unter Umständen lichtstärkere Bilder der Kometen liefern, täglich auf besonders merkwürdige Kometen gerichtet werden, obwohl die Photographie und die Spektroskopie mit

Digitized by Google

ihren feinsten Methoden sich in den Dienst der Kometenforschung gestellt haben.

Es ist bekannt, daß man jedes Jahr eine größere Zahl von Kometen beobachten kann. Indessen sind die meisten von ihnen nur im Teleskop sichtbar, sie sind nur „teleskopische Kometen". Je kleiner sie sind, um so eher entgehen sie unseren Beobachtungen, um so größer ist aber wahrscheinlich ihre Anzahl. Wir vermögen nicht annähernd zu schätzen, wie viele Kometen jährlich in den Bereich der Sonnenanziehung gelangen, weil wir Himmelskörper unter einer gewissen Lichtstärke auch mit unseren besten Fernrohren nicht mehr zu sehen vermögen.

Über den Bau der kleinen teleskopischen Kometen hat man gegenwärtig ziemlich bestimmte Vorstellungen. Man hält sie für Ansammlungen von Meteoriten, d. h. von festen Körpern, die einst draußen im Weltraum durch Kondensation oder durch Sublimation von gas- oder dampfförmigen Substanzen entstanden sind. Solche Körper enthalten in der Regel viel Eisen, wie unsere Erde, daneben alle oder doch nur Substanzen, wie sie uns auf der Erde selber schon bekannt geworden sind. Die Zusammensetzung und den Aufbau der Meteoriten ersehen wir aus den da und dort auf die Erde gefallenen Bruchstücken von Meteoren, die als besonders große Meteoriten erkannt worden sind. Daß die teleskopischen Kometen wirklich aus Meteoriten bestehen, schloß man aus folgendem Grunde: Wird ein teleskopischer Komet mit dem Spektroskop untersucht, so läßt er ein schwaches kontinuierliches Spektrum erkennen, und daraus muß man schließen, daß er entweder ein selbstleuchtender Körper sei, daß er z. B. glühende Substanzen enthalte, wie die Sonne, oder daß er uns nur reflektiertes Sonnenlicht zusende, wie jeder flüssige oder feste von der Sonne beleuchtete Körper. Zwischen beiden Möglichkeiten entscheidet der Spektralapparat. Bekommen wir vom Kometen nur reflektiertes Sonnenlicht, so müssen wir von diesem Licht ein Spektrum erhalten, das ganz wie das Sonnenspektrum von genau denselben Absorptionslinien durchzogen ist. Nach Maßgabe der zunehmenden Helligkeit des Kometenlichts werden wir in seinem kontinuierlichen Spektrum zuerst die dunkelste Fraunhofersche Linie sehen, dann die zweitdunkelste usf.; bei sehr hellem Kometenlicht müssen wir nach und nach immer mehr Absorptionslinien erkennen, besonders bei langdauernden photographischen Aufnahmen. Sie müssen auch in derselben Abstufung erscheinen. Nehmen wir dagegen eine andere als die dunkelste Sonnenabsorptionslinie früher, oder nehmen wir bei zunehmender Helligkeit des Kometen die Absorptionslinien in anderer Reihenfolge wahr als im Sonnenspektrum, so kann das Kometenlicht einen anderen Ursprung haben. Jedenfalls müssen wir dann schließen, daß der Komet absorbierende Substanzen enthält. Erscheinen dagegen helle Linien auf dem kontinuierlichen Grunde des Kometenspektrums, so muß der Komet selbstleuchtende Substanzen enthalten.

Man ist also zu dem Schlusse gekommen, daß das Licht der teleskopischen Kometen reflektiertes Sonnenlicht sei, und daß es uns eine feste oder flüssige Kometenmasse verrate; denn eine gasförmige Kometenmasse würde wohl gar zu wenig Licht reflektieren, um uns sichtbar zu werden. Nun ist aber die Dichte der Kometen ganz außerordentlich gering. Dies geht einerseits daraus hervor, daß die Sterne durch die Kometen hindurch sichtbar bleiben und auch nicht einmal abgelenkt erscheinen, daß ihr Licht sogar kaum geschwächt wird, außer wenn sie unmittelbar hinter einen sehr dichten Kometenkern geraten, wie beispielsweise Archenhold kürzlich beobachtet hat. Andererseits hat noch nie aus der Gravitationswirkung eines Kometen auf einen Planet oder auf einen Satellit eine Kometenmasse berechnet werden können. So gering sind die Wirkungen sogar der allergrößten schon mit bloßem Auge sichtbaren Kometen auf unsere Sonnentrabanten allerart, daß wir sie nicht einmal wahrnehmen. Bedenkt man aber die ungeheuren Ausdehnungen der Kometen im Vergleich zu ihrer Masse, Ausdehnungen, die oft weit größer als die unserer Erde sind, so kann man nur schließen, daß der ganze Komet, da er aus dem vorhin angegebenen Grunde nicht gasförmig sein wird, aus diskret verteilter Materie, d. h. eben aus Meteoriten bestehe, daß er also ein Meteoritenhaufe, ein Meteoritenschwarm sei.

Wodurch unterscheiden sich aber die großen Kometen von den kleinen teleskopischen? Vermutlich durch nichts anderes als durch ihre Größe Je größer sie sind, um so besser können wir sie sehen und die Vorgänge in ihnen wahrnehmen, weil unsere optischen Instrumente dies besser ermöglichen. Kommt ein Meteoritenhaufe in die Nähe der Sonne, so erhält er in der Regel eine nebelartig scheinende Hülle, in deren Mitte sich der Kern heller abhebt, und wenn der Meteoritenhaufe groß genug ist, erhält er noch einen mehr oder weniger merkwürdigen Schweif, der von der Sonne abgewandt ist. Oft erscheinen zwei oder noch mehr Schweife, die sich meist fächerförmig ausbreiten. Die Hülle oder Koma zeigt häufig sehr auffallende Strukturverhältnisse:

Digitized by Google

Helle, nebelhafte, zum Kern konzentrische Ringe und als Verbindungen dieser mit dem Kern gelegentlich auch radiale heller leuchtende gegen die Sonne gerichtete Schweife, die um die Kernmitte hin- und herpendeln können. Oft nimmt man in der Hülle stufenweise oder periodische Änderungen dieser Lichtverteilungen wahr und sehr häufig beobachtete man ein Ausströmen leuchtender Materie aus dem Kometenkern namentlich gegen die Sonne hin, welche leuchtende Materie sich manchmal in einer gewissen Entfernung vom Kern kreisförmig umbiegt, dann zurückströmt und schließlich in den Schweif übergeht.

Für die physikalischen Ursachen dieser Erscheinungen kommen gegenwärtig im wesentlichen etwa die folgenden Hypothesen in Betracht:

1. Der Meteoritenhaufe wird, wenn er in die Sonnennähe kommt, durch die Anziehungskraft der Sonne auseinander gezogen. Denn die Gravitationswirkung der einzelnen Meteorite aufeinander ist fast verschwindend klein im Vergleich zur Anziehung der Sonne, so klein, daß wir sie mit unseren feinsten Wagen eben nur noch zu messen imstande sind. Die Sonne vergrößert also die gegenseitigen Abstände der Meteoriten voneinander, weil sie die näheren stärker anzieht als die entfernteren. Zugleich übt sie eine um so stärkere Wärmewirkung aus, je näher ihr die Meteoriten kommen. War der Meteoritenhaufe zuvor in Neptunsabstand oder noch weiter entfernt, so mußte er die Temperatur des umgebenden Weltraumes, d. h. etwa die größtmögliche Kälte -273^0 C, besitzen und alle seine Substanzen, auch unsere „Gase", befanden sich im festen Zustande. Je näher er aber der Sonne kommt, um so mehr Substanzen verdampfen. Zuerst Helium, dann Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff und die anderen Gase, dann Kohlenwasserstoffe und weitere leicht flüchtige Verbindungen, ferner Wasser, und endlich Substanzen, die nur bei noch höheren Temperaturen als Wasser in Dampfform existieren. Daß eine sehr energische Verdampfung zustande kommen muß, namentlich auf der Sonnenseite, und daß deshalb die verdampfte Materie vorzugsweise gegen die Sonne ausströmen wird, kann nicht bezweifelt werden. Es ist denn auch schon vor langen Zeiten die Vermutung ausgesprochen worden, der Kometenschweif sei eine Dampfsäule, die aus dem Kometenkern entwickelten Dämpfe strömen in den Schweif, und daher ziehe der Komet mit einer wie Rauch erscheinenden Dampfsäule seine Bahn entlang. Dabei erscheint besonders merkwürdig, daß diese Dampfsäulen nicht in den Bahnen der mit ungeheuren Geschwindigkeiten von beispielsweise gegen 600 km in der Sekunde dahinrasenden Kometen zurückbleiben, etwa wie die Meteorschweife, sondern daß sie stets mehr oder weniger genau vom Kometen aus die der Sonne abgewandte Richtung einschlagen. Zuerst war es wohl Olbers, der die Vermutung aufstellte, daß abstoßende Kräfte zwischen der Sonne und dem Kometenkern einerseits und den Kometendämpfen anderseits vorhanden sein müßten, durch die alle Dämpfe vom Kern und von der Sonne weggetrieben würden, sogar die anfänglich gegen die Sonne ausgeströmte Materie. Bessel nahm dann speziell elektrische Kräfte als wirksam an, sowie polare Wirkungen, in der Weise, daß die eine Kernhälfte von der Sonne angezogen, die andere von ihr abgestoßen, daß überdies die entwickelten Dampfmassen von der Sonne und vom Kern elektrisch abgestoßen werden, und er begründete diese Hypothese durch mathematische Berechnungen. Es gelang ihm denn auch, zu zeigen, daß beispielsweise die am Halleyschen Kometen von ihm beobachteten pendelartigen Schwingungen der ausströmenden Materie um den Kernmittelpunkt aus seiner Theorie sich erklären ließen. Ähnliche Anschauungen haben Zöllner und Lamont entwickelt. Bredichin unterschied namentlich drei charakteristisch verschiedene in den Schweifen wirksame abstoßende Kräfte und führte diese darauf zurück, daß die Schweifmaterie entweder aus Wasserstoff oder aus Kohlenwasserstoffen, oder etwa aus Eisendampf bestehe. Dementsprechend sagte er die Gestalt der Schweife eines neuen Kometen voraus, wenn ihm seine Bahnelemente, d. h. zum Beispiel seine Annäherung an die Sonne und die Neigung seiner Bahn zur Ekliptik bekannt waren. Indessen ist nach unseren irdischen Vorstellungen über die Erzeugung der Elektrizität schwer verständlich, warum denn nicht die entsprechende, mit der der Sonne ungleichnamige Elektrizität auf dem Kometenkern zurückbleibt, und warum also der Kometenkern nicht von der Sonne stärker als zuvor angezogen wird, somit seine Umlaufzeit verkürzt? — Bei der spektralen Untersuchung des Kometenlichts sah man, daß das Licht vieler Kometen ein Bandenspektrum erkennen ließ, das besonders mit dem von Kohlenwasserstoffen und Cyanverbindungen nahezu, wenn auch nicht völlig, übereinstimmte. Vogel und Hasselberg haben aber gezeigt, daß das Spektrum in dieser Weise Änderungen erleiden kann, wenn den Kohlenwasserstoffen noch Kohlenoxyd beigemengt wird und wenn das Licht durch elektrische Entladungen zustande kommt.

Digitized by Google

2. Nachdem in den letzten Jahren Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen und Radiumstrahlen eine so große Bedeutung erlangt haben, kann es nicht wundernehmen, wenn diese Erscheinungen auch auf kosmische Vorgänge übertragen worden sind. Es ist versucht worden, die Sonnenstrahlung durch Radium zu erklären. Die Berechnung, wieviel Radium hierfür in der Sonne sein müßte, ergab keine sehr unwahrscheinlichen Zahlen. Aus dem Radiumgehalt unserer verschiedensten irdischen Gesteinsarten kam man jedenfalls zu dem Schluß, daß sich die vorhandene Erdwärme auf der Erdoberfläche durch diesen Radiumgehalt erklären ließe. Es wurde dann weiter geschlossen, auch bei Kometen spielen die Radiumstrahlungen, die von Kathodenstrahlen und Röntgenstrahlen oder doch von sehr ähnlichen Strahlen begleitet sind, eine große Rolle. Alle diese Strahlenarten sind allerdings selber nicht sichtbar, sie bringen aber fluoreszenzfähige Körper zum Leuchten. Wenn also in Kometen solche Strahlungen sehr intensiv vorhanden wären, so könnten wir ein nebelhaftes Leuchten fluoreszenzfähiger Bestandteile der Kometen wahrnehmen. Es erscheint aber doch fraglich, ob sich die zahlreichen Vorgänge in den Kometen durch diese Strahlungen allein einigermaßen einwandfrei erklären lassen.

3. Zuerst hat wohl Kepler die Vermutung ausgesprochen, das Licht übe einen Druck auf die beleuchteten Körper aus; in gleicher Weise äußerte sich Euler. Aber Newton ließ merkwürdigerweise diese Ansicht nicht gelten, obwohl sie gerade mit seiner Emissionstheorie des Lichts aufs beste harmonierte. Maxwell hat dann aus seiner elektromagnetischen Lichttheorie wiederum gefolgert, daß das Licht auf die von ihm getroffenen, auf die beleuchteten Körper einen Druck ausüben müsse; auf der Einheitsfläche laste ein dem Lichtenergieinhalt der Volumeneinheit gleicher Lichtdruck oder Strahlungsdruck. Er berechnete seine Größe, fand ihn aber so gering, daß man den Druck kaum zu messen hoffen durfte. Dennoch haben bekanntlich Lebedew und bald darauf Nichols und Hull diesen Strahlungsdruck tatsächlich nachgewiesen und mit der Theorie übereinstimmend gefunden. Arrhenius wandte ihn auf kosmische Vorgänge an. Er folgerte, daß leichtere Teilchen durch den Strahlungsdruck der Schwerkraft entgegen sogar von der Sonne weggetrieben werden müssen. Ihm und besonders Schwarzschild gelang es denn auch, durch Berechnungen nachzuweisen, unter welchen Bedingungen tatsächlich Materie in solcher Weise von der Sonne weggetrieben werde. Die stärkste abstoßende Wirkung des gewöhnlichen Lichts wird auf vollkommen reflektierende Kügelchen von geringster Dichte und von gewissen, den Lichtwellenlängen entsprechenden Durchmessern ausgeübt. Je kleiner oder je größer die Kügelchen werden, um so geringer wird der Strahlungsdruck. Für Teilchen von 0,00016 mm Durchmesser ist der Strahlungsdruck ein Maximum, wenn sie die Dichte des Wassers haben; Teilchen von dreimal kleinerem oder von zehnmal größerem Durchmesser als jene Kügelchen werden schon nicht mehr abgestoßen, für solche überwiegt die anziehende Kraft der Sonne, wenn ihre Dichte nicht geringer ist als die des Wassers. Ferner werden vollkommen absorbierende Kügelchen nur halb so stark abgestoßen als vollkommen reflektierende. Arrhenius denkt sich nun auch, die Kometenmaterie verdampfe unter der Wirkung der Sonnenstrahlung und sie ströme zuerst in der Richtung gegen die Sonne hin; wenn sich aber die Molekeln der gebildeten Dämpfe zu Kügelchen von 0,00005 bis 0,0015 mm Durchmesser kondensiert haben, überwiege der Strahlungsdruck, und solche Teilchen werden dann mit großer Geschwindigkeit von der Sonne abgestoßen. Im Maximum könnte diese abstoßende Kraft der Sonne etwa zehnmal größer werden als ihre Anziehung durch die Gravitation, wenn die Dichte der Kügelchen gleich der des Wassers wäre. Bei einigen Kometen haben aber die Berechnungen ergeben, daß auf die Kometenschweifmaterie eine abstoßende Kraft wirken müßte, die sogar vierzigmal größer wäre als die Schwerkraft der Sonne. Eine so große Kraft glaubt Arrhenius annehmen zu dürfen; er denkt sich die aus dem Kometenkern verdampften und ausgetriebenen Kohlenwasserstoffe unter der ungeheuren Sonnenstrahlung verkohlt, also ziemlich vollkommen absorbierend, aber zugleich etwa zehnmal leichter als Wasser geworden, etwa so porös wie feinsten Ruß[1]); dann wäre eine so große abstoßende Kraft möglich. Nun ist aber die Grenze der Teilchengröße, bei der die Abstoßung durch den Strahlungsdruck zur Geltung kommt, doch gar zu gering. Es ist nämlich folgendes zu bedenken: Wenn sich die Dampfmolekeln in der Kometenhülle nach Arrhenius zu Tröpfchen von 0,00016 mm Durchmesser kondensieren, so vergrößern sie sich doch, da sie unter den gleichen Kondensationsbedingungen geblieben sind, immer noch weiter; sie werden sich im Gegenteil noch rascher kondensieren, wenn sie von der Sonne

1) Die geringe Dichte des Rußes ist übrigens nur eine scheinbare: der Ruß enthält Luft. Treibt man diese Luft aus, so wird die Dichte des Rußes gleich der der Kohle werden, also größer als die des Wassers sein.

Digitized by Google

in kältere Regionen weggetrieben, zugleich in schnellere Bewegung versetzt und also häufigeren Zusammenstößen ausgesetzt werden. Dann aber nimmt der auf sie wirkende Überschuß des Strahlungsdrucks über die Gravitation immer mehr ab, und wenn z. B. die Tröpfchen von der Dichte des Wassers den etwa zehnmal größeren Durchmesser von 0,0015 mm erreicht haben, so werden sie unter noch so günstigen sonstigen Bedingungen schon nicht mehr abgestoßen, sondern von der Sonne angezogen. Kann man sich also etwa denken, vom Kometenkern verdampfte und gegen die Sonne ausgeschleuderte Substanzen kondensieren sich wieder, trotz der noch größeren Sonnennähe, und sie werden in einem gewissen Kondensationszustand von der Sonne abgestoßen, biegen also um und wenden sich dem Schweife zu, so ist doch der oft sehr lange Schweif, und namentlich die auf manche Kometenschweife wirkende überaus große Abstoßungskraft, die in einzelnen Fällen die Anziehungskraft der Sonne etwa um das Vierzigfache übertreffen muß, nach der Theorie des Strahlungsdrucks allein kaum zu verstehen. Man müßte jedenfalls noch elektrische Kräfte zu Hilfe nehmen.

4. Bei den an den Kometen beobachteten Erscheinungen sind wohl noch andere Vorgänge zu berücksichtigen, auf die ich schon vor 26 Jahren im Kosmos, Band I, S. 186, 1886 sodann in meinen Büchern: „Die Mechanik des Weltalls" und „Das Leben im Weltall" hingewiesen habe. Um diese Vorgänge eingehender zu beleuchten und zugleich meine früheren Entwicklungen in einigen Punkten richtigzustellen, möchte ich etwas weiter ausholend unser Sonnensystem, soweit es hier für uns in Betracht kommt, etwa folgendermaßen beschreiben:

Die Sonne wird umkreist von den Planeten mit ihren Satelliten. Vermöge ihrer ungemein großen Masse zieht die Sonne aus einem entsprechend großen Bereich alle in diesem Raume befindlichen Körper, große und kleine, zu sich heran. Hätten alle uns zunächst befindlichen Fixsterne gleiche Masse wie die Sonne, so würde der Anziehungsbereich der Sonne bis zu den halben Abständen von diesen Fixsternen reichen, also über 4000mal weiter als bis zum Abstand des äußersten uns bekannten Planeten, des Neptun. Wäre ferner der kosmisch nebelartige Zustand, aus dem unser Sonnensystem und die in seiner Nachbarschaft befindlichen Fixsterne möglicherweise hervorgegangen sind, einmal ein vollkommener Ruhezustand gewesen, so würden im allgemeinen alle Körper, die jetzt im Anziehungsbereich der Sonne sind, immer in diesem Anziehungsbereich gewesen sein. Würden in den größten zu jenem Anziehungsbereich unseres Sonnensystems gehörenden Abständen Planeten oder Meteoriten in Kreisbahnen um die Sonne kreisen, so hätten sie für einen Umlauf etwa 40 Millionen Jahre nötig. Meteoriten oder Meteoritenhaufen dagegen, die ohne wesentliche Eigengeschwindigkeit in jenen großen Abständen sich gebildet hätten, die sich gegen die Sonne bewegten und sie wie Kometen umkreisten, brauchten zwar weniger, aber immer noch etwa 14 Millionen Jahre zu einem Umlauf um die Sonne, bis zu ihrem Wiedererscheinen in der Sonnennähe. Nun besteht allerdings keine solche Unveränderlichkeit der Abstände unseres Sonnensystems von benachbarten Fixsternen. Bewegt sich doch unsere Sonne wahrscheinlich mit etwa 20 km Geschwindigkeit im Raume ungefähr gegen das Sternbild der Leier, und andere Sonnen haben zum Teil noch größere Eigengeschwindigkeiten! Daher ist es denn auch denkbar, daß Meteoriten, Meteoritenhaufen, Kometen, die von den Grenzen des Anziehungsbereiches unserer Sonne herkamen und einmal um unsere Sonne kreisten, nachher in den Anziehungsbereich einer anderen Sonne gelangten, und daß sie dann wohl nie mehr zurückkehren werden.

Von allen großen Kometen und von den zahlreichen teleskopischen Kometen, die man bis dahin zu beobachten Gelegenheit hatte, ist meines Wissens noch nie einer unmittelbar in die Sonne gestürzt. Sie alle hatten außer den radialen auf die Sonne gerichteten noch seitliche Bewegungskomponenten, hervorgerufen durch irgendwelche äußeren Ursachen, z. B. durch Anziehungen von größeren oder kleineren Weltkörpern, als sie noch weit außen sich befanden, oder durch Anziehungen von unseren Planeten, und diese seitlichen Komponenten bewirkten, daß sie um die Sonne kreisen mußten, statt in sie zu stürzen. Ähnlich muß es sich mit allen einzelnen Meteoriten verhalten, die sich im Anziehungsbereich der Sonne befinden. Nur ein sehr kleiner Teil derselben stürzt unmittelbar in die Sonne, alle anderen kreisen in mehr oder weniger langgestreckten Ellipsen um die Sonne herum und sie kehren größtenteils früher oder später wieder zur Sonne zurück, wie die periodischen Kometen. Auch die Erde zieht Meteoriten an, wie die Sonne, und lenkt sie aus ihren Bahnen ab. Aber nur ein sehr kleiner Teil von diesen Meteoriten stürzt dabei auf die Erde herab, der größte Teil fliegt an ihr vorbei und in der Regel gegen die Sonne hin. Aus der Zahl der Meteoriten, die unmittelbar auf die Erde

Digitized by Google

stürzen und uns als Sternschnuppen oder Meteore sichtbar werden, können wir einen Schluß ziehen auf die Zahl der Meteoriten, die sich in die Sonne stürzen. Da nämlich nicht die Erde, sondern die Sonne die wesentliche, die Meteoriten herbeiholende Masse hat, so fliegen alle Meteoriten auf die Sonne los und nur etwa der Teil unter ihnen, der beim Sturz gegen die Sonne gewissermaßen durch den Erdquerschnitt abgefangen wird, fällt auf die Erdoberfläche. Daher fallen so viel mehr Meteoriten auf die Sonne, als die zur Sonne konzentrische durch die Erde gehende Kugeloberfläche größer ist als der Erdquerschnitt. Dies Verhältnis beträgt über 2 Milliarden, d. h. 2 Milliarden mal mehr Meteoriten stürzen auf die Sonne als auf die Erde, oder bei gleichen Flächenstücken stürzen gegen 50000mal mehr Meteoriten auf die Sonne als auf die Erde. Dieser gewaltige Meteoritenregen vergrößert wahrscheinlich doch die Sonnenmasse nicht sehr bedeutend. Auch können wir die Erscheinungen des Einstürzens einzelner Meteoriten vermutlich nie sehen, weil sie im Verhältnis zur Sonnenausdehnung doch gar zu geringfügig sind. Dagegen mag etwa das Einstürzen eines gewaltigen Meteoritenhaufens, den wir unter Umständen als teleskopischen Kometen erkennen könnten, falls er der Beobachtung nicht entgeht, durch entsprechendes Aufspritzen der Sonnen-Gasmassen als große Protuberanz in die Erscheinung treten.

Wenn wir nun in Erwägung ziehen, wie außerordentlich viele Meteoriten auf die Sonne stürzen und wie noch unermeßlich viel mehr Meteoriten an der Sonne vorbeifahren, ohne in sie zu stürzen, so daß sie nur in Ellipsen um sie kreisen, so müssen wir weiter folgern, daß der überwiegende Teil dieser Meteoriten unserem Sonnensystem erhalten bleibt, daß er periodische Umläufe um die Sonne macht und früher oder später immer wieder zurückkehrt. Daher wird die Sonne von einer ungeheuren Zahl von Meteoriten und Meteoritenhaufen umschwärmt. Die Exzentrizitäten der Bahnen dieser Meteoriten werden immer kleiner und kleiner. Ob freilich ein widerstehendes Mittel, ob der Äther wirklich vorhanden ist, der, wenn er auch noch so fein und dünn wäre, doch im Laufe der Jahrmillionen diese Bahnen verkleinern müßte, wissen wir nicht; jedenfalls wird das Vorhandensein eines solchen Äthers in neuester Zeit wieder stark angezweifelt. Ein anderes widerstehendes Mittel ist aber ganz sicher vorhanden: die zahllosen um die Sonne schwärmenden Meteoriten selber. Jeder Meteorit wird, wenn er um die Sonne schwärmt, viel mehr Meteoriten begegnen, die in entgegengesetztem Sinne um die Sonne kreisen, als solche, die sich gleichsinnig bewegen. Stößt er, was wahrscheinlicher ist, mit einem jener ersteren Meteoriten zusammen, so verlieren beide Meteoriten von ihren Geschwindigkeiten. Dadurch werden ihre Bahnen kleiner, sie rücken der Sonne näher heran. Je kleiner aber die Bahnen der Meteoriten sind, je weniger sie über die Planetenbahnen hinausreichen, je länger also die Meteoriten im Anziehungsbereich der Planeten bleiben, um so mehr werden ihre Bahnen gegen die mittlere Bahnebene aller Planeten herangezogen. Bewegen sich dann die Meteoriten annähernd in dieser mittleren Planetenbahnebene und kreisen sie den Planeten entgegen, in rückläufigem Sinne, um die Sonne, so erfahren sie häufiger Störungen durch die Planeten, als wenn sie in gleichem Sinne umlaufen. Schließlich stürzen sie in einen Planeten hinein, oder sie werden in gleichsinnige Bahnen abgelenkt. So geht, allerdings erst in ungeheuren Zeiträumen, eine kugelförmige Hülle der Sonne, in der die unermeßliche Zahl der Meteoriten ohne Vorhandensein der Planeten in verhältnismäßig gleichmäßiger Verteilung aller Umlaufsrichtungen kreisen würde, in eine abgeplattete ellipsoidische Hülle über. Den hellsten Teil dieser scheibenförmig-abgeflachten Hülle, den Teil also, in dem am meisten Meteoriten kreisen und in dem sie durch die Sonne am hellsten beleuchtet werden, nehmen wir unter günstigen Umständen als Zodiakallicht wahr. Aber sowohl seitlich von dieser Scheibe, als auch außerhalb von ihr kreisen noch ungezählte Milliarden von Meteoriten, die freilich zu wenig dicht beieinander sind, als daß sie uns in ihrer Gesamtheit unter gewöhnlichen Umständen sichtbar sein könnten.

Ein ungefähres Bild unseres Sonnensystems im kleinen stellt das Saturnsystem mit seinen Meteoritenringen und mit seinen Satelliten dar. Die um den Saturn kreisenden Meteoriten bilden aber hier verhältnismäßig dünne flache Ringe und sie bewegen sich in größter Ordnung, auch wohl alle in gleichem Sinne und ziemlich in der gleichen Ebene um den Saturn herum. Ihre Zahl wird eben durch neu einstürzende Meteoriten kaum wesentlich vermehrt, weil der Saturn vermutlich kaum mehr von den Meteoriten, die von der Sonne angezogen werden, abzufangen vermag, als unsere Erde. Denn obwohl die Masse des Saturns etwa 90mal größer ist als die der Erde, so ist doch auch die Zahl der in seinem Abstande nach der Sonne strebenden und durch die Flächeneinheit fliegenden Meteoriten etwa 90mal kleiner. Dementsprechend werden die Meteoritenringe des Saturns durch neu einstürzende Meteoriten

Digitized by Google

nur wenig gestört und durch die Gravitationswirkungen der Saturn-Satelliten und der Meteoriten der Ringe selber mußten sich schließlich ganz flache Ringe ausbilden. Auch das Zodiakallicht erschiene uns viel schmaler, wenn nicht so unermeßlich viele Meteoriten immer wieder mit größten Exzentrizitäten und in allen möglichen Bahnebenen um die Sonne kreisten, die nur im Laufe von Jahrmilliarden gegen die mittlere Umlaufsebene aller Planeten herangezogen werden können.

Nun wollen wir einen Meteoritenhaufen näher ins Auge fassen, der etwa von der Grenze des Bereichs der Sonnenanziehung herkommt und sich uns jetzt nähert. Ein solcher Haufen kann aus dicht aneinander befindlichen Meteoriten bestehen. Ist dies der Fall, so ist er fast so undurchsichtig wie z. B. ein Satellit oder ein Planetoid von gleichen Dimensionen. Ferner besitzt er dann annähernd dieselbe Masse wie ein anderer gleich großer fester Weltkörper; seine Dichte wäre vermutlich etwa der mittleren Dichte unserer Erde gleich, also nicht viel geringer als die Dichte des Eisens; denn die Meteoriten enthalten ja häufig viel Eisen. Es haben aber die größeren Kometenkerne ganz bedeutende Ausdehnungen von vielen Hunderten von Kilometern, sie mögen vielleicht in einzelnen Fällen ebenso groß werden wie unser Mond, und doch soll ihre Masse so klein sein, daß noch nie die Wirkung einer solchen Masse auf einen Planeten oder auf einen Satelliten trotz gegenseitiger großer Annäherungen wahrgenommen werden konnte. Daraus müssen wir, wie schon oben bemerkt wurde, schließen, daß solche große Kometenkerne nicht aus dicht aneinander befindlichen, sondern aus diskret verteilten Meteoriten bestehen, daß alle ihre einzelnen Meteoriten in größeren Abständen von allen anderen Meteoriten dahinfliegen. Einem solchen System kann freilich kein statisches Gleichgewicht zukommen, wohl aber ein dynamisches. Es kann ein dem oben beschriebenen Sonnensystem ähnliches System im kleinen sein. Dafür spricht sogar die größte Wahrscheinlichkeit, daß es so ist. Denn als der Meteoritenhaufe sich bildete, weit draußen, außerhalb der Neptunsbahn, als er mehr und mehr benachbarte Meteoriten zu sich heranzog, da mußten außer den radialen Bewegungskomponenten auf den Haufen hin auch seitliche Anfangsbewegungen der Meteoriten vorhanden sein, die ihr exzentrisches Einstürzen in den Meteoritenhaufen bewirkten. Dadurch erhielt der betreffende Meteoritenhaufe, soweit sich die Bewegung des eingestürzten auf die benachbarten Meteoriten übertrug, eine Rotation in bestimmter Rotationsebene. Durch jeden neu einstürzenden Meteoriten wurde wieder eine andere Rotationsbewegung mit anderer Rotationsebene auf den Haufen übertragen. Daher müssen die meisten Meteoriten eines solchen Haufens um seinen gemeinsamen Schwerpunkt kreisen und weil die Masse des Haufens gar so gering ist, sind die Umlaufsdauern und die Abstände, bis zu denen sich die Meteoriten vom gemeinsamen Schwerpunkt des ganzen Haufens entfernen, relativ groß; letztere können leicht Hunderte von Kilometern, die Umlaufszeiten viele Tage, Wochen und noch mehr betragen. Wenn dem so ist, so könnte man aus der Umlaufsdauer weitab kreisender Meteoriten, falls sie bestimmbar wäre, die Masse ihres Anziehungszentrums, des zentralen Meteoritenhaufens, berechnen.

Die Rotationsebenen solcher Meteoritenhaufen werden im allgemeinen dem Zufall entsprechend jede beliebige Neigung haben können; denn jeder einstürzende Meteorit suchte wieder eine andere Rotationsebene hervorzubringen und alle größeren einstürzenden Meteoriten haben einem Teil der kleineren Meteoriten des Haufens ihre Rotationsebene aufgezwungen. Wegen der großen Abstände der bereits kreisenden Meteoriten von ihrem gemeinsamen Zentrum und wegen ihrer langen Umlaufsdauer werden sich die verschiedenen Meteoriten der verschiedenen Rotationsebenen kaum gegenseitig stören, sie werden jahrhundertelang, vielleicht unermeßlich viel länger aneinander vorbeifliegen und um den gemeinsamen Anziehungsmittelpunkt kreisen. Sie werden teilweise geregeltere Ringe oder Scheiben bilden können, deren Meteoriten in gemeinsamer Ebene um dasselbe Zentrum kreisen und derselbe Meteoritenhaufe kann sogar gleichzeitig mehrere Meteoritenringe besitzen, die in verschiedenen Rotationsebenen kreisen, wenn nur die Durchmesser der Ringe wesentlich voneinander verschieden sind, so daß sich die Ringe gegenseitig nur unerheblich stören.

Bewegt sich ein solcher Meteoritenhaufe von weit außen gegen unsere Sonne heran, so werden zuerst durch zunehmende Erwärmung die auf oder in den Meteoriten in festem Zustande befindlichen sogenannten Gase frei, nämlich Helium, dann Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Kohlenoxyd, Kohlensäure usf. (abgesehen von den in sehr geringen Mengen vorhandenen Edelgasen). Diese Gase bleiben wegen der Gravitationswirkung der Meteoriten und wegen der anfänglich noch sehr niedrigen Temperatur bei ihren Meteoriten und lagern sich in Kugeln, als kleine Gashüllen, um sie herum, oder sie vereinigen sich um Ansammlungen von Meteoriten herum zu einer für sie alle gemein-

Digitized by Google

schaftlichen Atmosphäre. So mögen kugelförmige, scheibenförmige, ringförmige und noch anders geformte Atmosphären entstehen, je nach der Gesamtform der einander benachbarten Meteoriten, deren Gashüllen zu einer gemeinschaftlichen Atmosphäre ineinander fließen. Je kälter die Meteoriten sind, um so kleiner und dichter sind ihre Gashüllen, je wärmer jene werden, bei ihrer Annäherung an die Sonne, um so dünner und ausgedehnter werden diese. Bei höherer Temperatur beginnen aber auch andere Substanzen zu verdunsten, also in Gas- oder Dampfform überzugehen, z. B. Kohlenwasserstoffe, Wasser usf., so daß die Dichten der entstehenden Gashüllen dadurch vermehrt werden. Steigen die Temperaturen über gewisse Beträge, so werden diese und jene Gas- oder Dampfmolekeln auf so große Molekulargeschwindigkeiten gebracht, daß sie den Meteoritenhaufen verlassen, um eigene Bahnen einzuschlagen, die gewöhnlich auf kürzeren Wegen zu der Sonnenoberfläche führen werden. Aber immer neue Substanzen werden verdampft, so daß auch immer neue Gashüllen entstehen.

Nun wissen wir, daß alle diese Gashüllen, diese Atmosphären brechende Wirkungen auf das durch sie hindurchtretende Sonnenlicht ausüben müssen. Eine kugelförmige Gashülle muß das von der Sonne auf sie auffallende divergierende Strahlenbündel je nach ihrer geringeren oder größeren Dichte zu geringerer Divergenz oder sogar zur Konvergenz bringen. Je gleichmäßiger ihre Dichte ist, ein um so regelmäßiger konzentriertes Lichtbündel tritt auf der anderen Seite aus der Gashülle aus, wie es ja mathematisch zu berechnen, geometrisch zu konstruieren ist. Noch günstiger für die Konzentration können geeignete Dichtezunahmen der Gashüllen von außen nach ihrer Mitte hin wirken, indem sie die Randstrahlen und die den zugehörigen Meteoriten eben noch streifenden Zentralstrahlen so ablenken, daß beiderlei Strahlen von demselben Punkt zu divergieren oder nach demselben Punkt zu konvergieren scheinen. Aber auch eine Gasmasse von ungleichmäßiger Gestalt und Dichte, eine beliebig geformte Atmosphäre muß im allgemeinen nach einzelnen Stellen, die von der Sonne abgewandt liegen, vermöge ihrer Brechungswirkungen das Licht mehr oder weniger konzentrieren.

Bewegt sich nun ein Meteorit an eine solche Stelle konzentrierten Lichts, so wird er stärker beleuchtet als zuvor. Er kann uns sichtbar werden, wenn er es vorher nicht war. Ist er gleich groß und sonst gleich beschaffen, wie der Meteorit, der die lichtbrechende Gashülle besitzt, so wird jener uns doch leichter sichtbar sein als dieser, weil mehr Sonnenlicht auf jenen konzentriert wird als auf diesen. Aber nicht nur die Lichtwirkung des konzentrierten Lichtstrahlenbündels ist zu berücksichtigen, sondern auch seine Wärmewirkung. Das konzentriertere Lichtbündel wirkt in der Regel stärker erwärmend, als das nicht konzentrierte Lichtbündel. Diese Wärmewirkung hat erstens zur Folge, daß der heller beleuchtete Meteorit nun selber eine größere Gashülle bekommt, die selber wieder lichtbrechend wirkt und noch weiter von der Sonne entfernte Meteoriten beleuchtet; zweitens werden aber, wenn die Wärmewirkung intensiv genug geworden ist, leicht verbrennliche Stoffe, z. B. Kohlenwasserstoffe, zur Entzündung gebracht und auch sonst werden gewisse chemische Verbindungen eingeleitet. Die in solcher Weise selbstleuchtend gewordenen Substanzen der Meteoriten erkennen wir an ihrem Spektrum.

Während die kleinen Gashüllen der einzelnen Meteoriten nur eine kleinere Zahl anderer hinter ihnen befindlichen Meteoriten beeinflussen, nämlich hell beleuchten und für uns sichtbar machen können, ist die Wirkung großer Gaskugeln oder in anderer Weise begrenzter Gashüllen entsprechend umfassender. Wenn alle Gashüllen nahe benachbarter und doch diskret verteilter, z. B. einem Rotationssystem angehörender Meteoriten beispielsweise zu einer einzigen großen Gaskugel zusammenfließen, so beleuchtet diese alle hinter ihr befindlichen Meteoriten um so stärker, je mehr das Sonnenlichtbündel durch sie konzentriert wird. Durch Kontrastwirkung (wie beim Ultramikroskop) sehen wir diese hell beleuchteten Meteoriten besser als alle weniger beleuchteten Meteoriten der ganzen Umgebung, ebenso wie wir in einem ins dunkle Zimmer fallenden Lichtstrahl unzählige Stäubchen sehen, die wir ohne diese Kontrastwirkung nie unmittelbar beobachten könnten. Erst an diesen Stäubchen erkennen wir die Begrenzung des Sonnenstrahls. Ganz ähnlich bei dem Meteoritenhaufen, den wir vermöge seiner Erscheinungen als Kometen ansprechen. Wir glauben, an ihm einen von der Sonne abgewandten nebelhaft leuchtenden Schweif zu sehen. Am hellsten werden die unmittelbar hinter der Gaskugel befindlichen Meteoriten beleuchtet, besonders wenn etwa das Strahlenbündel konvergent geworden ist. Dann scheint der so entstehende Schweif an einer bestimmten Stelle einen Brennpunkt zu haben, von dem die Strahlen nachher divergierend ihren Weg fortsetzen. Solche Photographien von Kometenschweifen sind tatsächlich da und dort erhalten worden. Ich erwähne z. B. die Aufnahme des Kometen

Digitized by Google

Borrelly 1903c durch M. Wolf[1]) (Fig. 1)[2]). Wird das Lichtbündel durch die Glaskugel nicht konvergent, sondern mehr oder weniger parallel gemacht, so erstreckt es sich in fast gleicher Intensität in unermeßliche Entfernungen und alle nach den vorhergehenden Entwicklungen um die Sonne kreisenden Meteoriten, die in dieses Strahlenbündel eintreten, werden hell beleuchtet und daher in gewissem Bereiche für uns sichtbar. Der uns erscheinende Kometenschweif kann vorübergehend Hunderte von Millionen Kilometer lang werden, wie beim großen Kometen von 1843 (Fig. 2). Aber nur vorübergehend; denn die Dichte der Gaskugel ändert sich, ebenso ihr Abstand von der Sonne, und nur kurze Zeit tritt ein mehr oder weniger genau paralleles Lichtstrahlenbündel aus der Kugel heraus. Es ist ferner leicht verständlich, daß unter Umständen ein solches Lichtstrahlenbündel einen hellen Mantel erkennen läßt, daß die Mitte dunkler erscheint. Wir haben nur nötig, uns zu erinnern, daß die große Gashülle um einen Meteoritenhaufen sich gebildet hat, der in seinem Zentrum in der Regel dichter zusammenliegende Meteoriten enthält als außen, wie es ja bei einem Rotationssystem nicht nur möglich, sondern auch wahrscheinlich ist. Dann wirft dieser undurchsichtige Kern einen Schatten in das Lichtbündel hinein und dessen Mitte bleibt dunkel. Kometenschweife dieser Art sind vielfach beobachtet worden. Ich nenne nur den Kometen von 1811 (Fig. 3) und den Donatischen Kometen 1858 (Fig. 4) als Beispiele. Wenn die Gashülle nicht in ihrer Gesamtheit kugelförmig ist, sondern z. B. aus mehreren eben ineinander fließenden Kugeln besteht, so können mehrere parallele Schweife nebeneinander bestehen. Bei anderen unregelmäßigen Begrenzungen der Gashüllen mögen mehrere divergente, also fächerförmig erscheinende Schweife zustande kommen.

Aber nicht nur das konzentrierte Lichtstrahlenbündel bedingt die Begrenzung des Schweifs, sondern auch die ringsum vorhandenen Meteoriten selber. Wenn der die Kometenerscheinung hervorrufende Meteoritenhaufe, den wir nach unseren Darlegungen nur als Kern und Hülle des Kometen auffassen, ein Lichtbündel entstehen läßt, das die nahe der Ekliptik vorhandene wahrscheinlich dichtere Meteoritenscheibe unseres Sonnensystems, das Zodiakallicht, irgendwo verläßt, so wird die Austrittsstelle dieses Lichtbündels die Begrenzungsform der Meteoritenscheibe erkennen lassen. Denn der Schweif erscheint um so weniger hell, je weniger Meteoriten sich in dem Bündel konzentrierten Lichts befinden. So läßt sich wohl die Begrenzung des Hauptschweifs des Donatischen Kometen in der Aufnahme von G. P. Bond (5. Okt. 1858) (Fig. 5) deuten, während seine beiden Nebenschweife einem oder zwei Lichtbündeln entsprechen mögen, die in einen meteoritenarmen Raum austreten. Wenn ferner ein fremder Meteoritenhaufe (oder ein ganzer Meteoritenstrom, wie solche in unserem Sonnensystem vorkommen und die periodischen jährlichen Sternschnuppenschwärme hervorbringen) in das konzentrierte Lichtbündel eintritt, so wird er nicht nur hell beleuchtet und für uns sichtbar, sondern er entwickelt nun gleichfalls seine stärkere Gashülle, beleuchtet selber noch weiter entfernte Meteoriten oder Meteoritenhaufen und es entsteht ein ganz unregelmäßig geformter Schweif, wie ihn z. B. der Komet Rordame 1893 (Fig. 6) erkennen ließ. Die Erscheinung dieses Schweifs macht etwa den Eindruck, wie wenn mehrere Kometen längs der Schweifrichtung hintereinander angeordnet wären und gemeinsam die Sonne umkreisten. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Beleuchtung weiter entfernter Meteoriten ist hier nicht unmittelbar die Lichtgeschwindigkeit, sondern sie setzt sich aus dieser, aus der Geschwindigkeit der Entstehung der neuen Gashüllen und unter Umständen aus der Änderung der Anordnung der beleuchteten Meteoritenhaufen zusammen.

Bei manchen Kometen sind periodische Veränderungen wahrnehmbar. Da unsere Meteoritenhaufen, die uns als Kometen erscheinen, im allgemeinen Rotationssysteme sind, müssen wir periodische Veränderungen erwarten. Nach einer Rotationsdauer des zentralen Kernhaufens sind wieder dieselben Meteoriten, die nahezu dasselbe Wärmeaufnahmevermögen und dieselbe Ausstrahlungsfähigkeit bewahrt haben, der Sonne am nächsten, von anderen Meteoriten des Haufens am wenigsten beschattet, und sie werden wiederum eine analoge Gas- und Dampfentwicklung zustande kommen lassen. Weiter abstehende rotierende Ringe haben eine andere Umlaufsdauer; sie ergeben eine andere Periode. Wenn die Annäherung des Meteoritenhaufens an die Sonne sehr groß ist, kann durch die verstärkte Sonnenanziehung sein zentraler Kernhaufen, falls er aus dicht aneinander liegenden Meteoriten besteht, in der Richtung des Sonnenradiusvektors auseinander gezogen, seine Rotation kann dadurch gehemmt und schließlich in ein Pendeln um den Radiusvektor übergeführt werden. Da die Atmosphäre des Kernhaufens diesem folgen und die

1) In dieser Aufnahme divergieren die längsten Schweiflinien von einem außerhalb der Hülle liegenden Brennpunkt aus.

2) Die Figuren befinden sich auf Tafel VIII, IX, X.

Digitized by Google

Fig. 1.

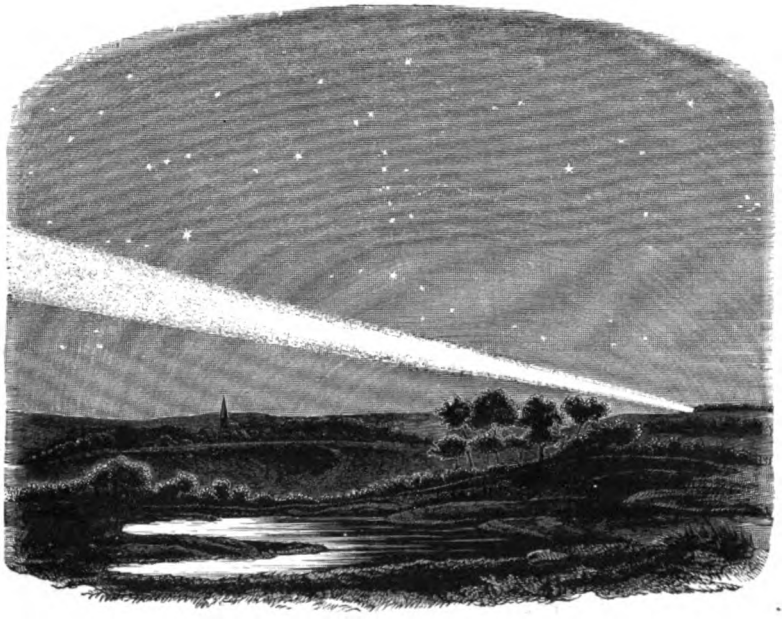


Fig. 2.

Fig. 3.

Digitized by Google

Digitized by Google

Fig. 4.

Fig 5

Digitized by Google

Digitized by Google

Fig. 6.

Digitized by Google

Digitized by Google

Pendelung mitmachen wird, scheint auch der Kometenschweif zu pendeln. Solche Pendelungen des Kopfes und des Schweifes sind z. B. am Halleyschen Kometen beobachtet worden.

Sehr merkwürdig erscheint das beobachtete Ausströmen von leuchtender Materie gegen die Sonne hin. Es ist schon oben erwähnt worden, daß dieses Ausströmen an sich nichts Auffallendes hätte, weil ja die entsprechende Seite des Meteoritenhaufens allein beschienen und somit stark erwärmt wird. Sogar das Umbiegen von gegen die Sonne ausgeströmten Substanzen wäre ohne besondere Abstoßungskraft, die von der Sonne ausgehen soll, verständlich, wenn wir uns nur vorstellen, daß die von der Sonne abgewandte Seite des Meteoritenhaufens nicht beschienen wird, also ihre Wärme nach dem kalten Weltraum ausstrahlt und dadurch so kalt wird, daß sich erwärmte Gase und Dämpfe dort abkühlen, daß sie unter Umständen dort wieder fest werden können. Indessen sind uns wohl Gase und Dämpfe trotz stärkster Beleuchtung auf solche Entfernungen verhältnismäßig wenig sichtbar. Dagegen besteht wohl kaum ein Zweifel, daß noch größere Teilchen in der gegen die Sonne ausströmenden Gas- und Dampfmasse vorhanden sind, feste oder flüssige Teilchen, die sich kondensiert haben, oder die nach dem Auftreten explosionsartig wirkender chemischer Verbindungen in den stark erhitzten Meteoriten von diesen als Bruchstücke fortgeschleudert worden sind, daß diese Teilchen nachher mit den Gasen und Dämpfen an die Stellen geringeren Drucks auf die Rückseiten des Meteoritenhaufens mitgezogen werden. Es ist wahrscheinlich, daß auf viele von diesen Teilchen der Lichtdruck abstoßend wirkt, daß er ihre Bewegung nach der Rückseite des Kometen befördert. Indessen werden sich Tröpfchen von der hierfür nötigen geringen Größe bei dem ungeheuren Gewirre der Teilchen unter den beschriebenen Verhältnissen gewiß nicht lange erhalten können; sie werden bei ihren Zusammenstößen größer und größer und damit wird dann bald der Lichtdruck geringer als die Anziehung der Sonne.

Kommen auf einzelnen Meteoriten durch die Sonnenstrahlung besonders heftige von Lichtausbrüchen begleitete Explosionen auf der Sonnenseite zustande, so wird sich die Lichtwirkung mit Lichtgeschwindigkeit zu den benachbarten Meteoriten fortpflanzen und wir glauben gleichfalls ein Ausströmen von leuchtender Materie in konzentrischen Ringen gegen die Sonne hin wahrzunehmen. Jedem Lichtausbruch entspricht dann ein besonderer konzentrischer Ring, und solche Ringe erstrecken sich so weit, als der Meteoritenhaufe des Kometen reicht, unter Umständen, wenn auch wesentlich schwächer, noch in die die Sonne umgebende Meteoritenscheibe (das Zodiakallicht) hinein. Entsteht eine Explosion und der zugehörige Lichtausbruch auf einem etwas tiefer im zentralen Meteoritenhaufen liegenden, nur teilweise von der Sonne beleuchteten Körper, so ist das ausbrechende Lichtbündel durch die vor jenem befindlichen Meteoriten begrenzt. Es entsteht keine gleichmäßig vom Licht durchflossene Halbkugel, sondern wir glauben nur einen gegen die Sonne gerichteten breiteren oder schmaleren Schweif wahrzunehmen. Aus den oben angegebenen Gründen des Pendelns zentraler Meteoritenhaufen können auch derartige Schweife um die Kernmitte zu pendeln scheinen.

Wenn solche Lichtausbrüche stattfinden, zeigt uns das Spektroskop die hellen Linien oder Banden der bei den chemischen Verbindungen zum Leuchten kommenden Gase, außerdem aber auch ein helleres kontinuierliches Spektrum, sei es, daß dieses von festen oder flüssigen Substanzen, die bei der Explosion glühend geworden sind, sei es, daß es von den durch den Lichtausbruch heller beleuchteten, sonst kalt gebliebenen Meteoriten herrührt. Auch ein Absorptionsspektrum kann entstehen, wenn die Lichtausbrüche durch Gase oder Dämpfe der Meteoritenhüllen hindurch ihren Weg nehmen müssen, um zu uns zu gelangen.

Besteht zum größten Teil der Kern, namentlich aber die Hülle und der Schweif des Kometen aus diskreten Teilchen, nämlich aus beleuchteten Meteoriten, wie es oben angenommen wurde, so können und müssen Sterne durch die Kometen hindurch sichtbar bleiben. Wäre auch ein einzelner solcher, zum Komet gehöriger Meteorit noch so groß, so würde er doch bei seiner überaus großen Geschwindigkeit in seiner Bahn in einem so kleinen Bruchteil einer Sekunde über einen Stern hinwegfliegen, daß unser Auge die Lichtunterbrechung nicht bemerken könnte. Auch Gashüllen machen sich durch Ablenkung eines Sterns nicht bemerkbar. Denn die Ablenkung wäre in allen Fällen viel zu groß, als daß sie uns durch bloße Verschiebung des Sternbilds im Fernrohr noch erkennbar bliebe.

Es ist denkbar, daß nach den hier behandelten Anschauungen außerdem noch gewisse statische elektrische Anziehungen und Abstoßungen wirksam sind, daß ein elektrisches Leuchten durch Gasentladungen vorkommen kann. Die Kometenschweife aber scheinen mir im wesentlichen eine bloße Lichterscheinung zu sein, so daß wir, wenn z. B. die Erde dem-

Digitized by Google

nächst durch den Halleyschen Kometenschweif hindurchgehen sollte, höchstens einen hellen Schein über die Erde weghuschen sehen können.

Die Entscheidung, ob wir es bei den Kometenschweifen um eine elektrische Abstoßungswirkung (elektrische Theorie), um eine Wirkung des Lichtdrucks (Lichtdrucktheorie), oder um die hier dargelegte rein optische Erscheinung (optische Theorie) zu tun haben, kann vielleicht nach einer genauen Untersuchung der Schweifformen getroffen werden, wenn auch, wie ich weiter oben zeigte, ungemein viele verschiedene Zustände und Vorgänge bestimmend mitwirken werden.

Die elektrische und die Lichtdrucktheorie haben miteinander gemein, daß von der Sonne abstoßende Kräfte ausgehen, die auf Massenteilchen wirken sollen. Bei der elektrischen Theorie könnten diese Teilchen Molekeln oder Atome oder gar Elektronen sein, während bei der Lichtdrucktheorie mindestens Teilchen von der Größenordnung der Lichtwellenlängen, d. h. mindestens 1000mal größere Teilchendurchmesser nötig sind, wenn überhaupt eine Wirkung eintreten soll. Aber auch bei der elektrischen Theorie müssen wir wohl annehmen, daß die Teilchen schon recht groß sind, die uns Licht vom Kometenschweif zusenden. Denn die Molekeln eines so außerordentlich dünnen Gases würden wir trotz hellster Beleuchtung kaum auf solche Entfernungen zu sehen vermögen, noch weniger würden sie uns etwa neben dem Bandenspektrum des Gases noch ein kontinuierliches Spektrum geben können. Auf solche kleinen Teilchen wirken nun also abstoßende Kräfte beschleunigend ein, die ein Vielfaches der Sonnenanziehung sein mögen. Durch jene Wirkung werden die Teilchen schneller und schneller von der Sonne weggetrieben. Die Anfangsgeschwindigkeit dieses Fortfliegens ist Null. Die Endgeschwindigkeit könnte man unter günstigen Verhältnissen aus der Neigung des Schweifendes gegen die Kometenbahn berechnen. Nach der optischen Theorie ist dagegen die Abstoßung von der Sonne nur Schein und die Anfangsgeschwindigkeit der scheinbar in den Schweif fortgeschleuderten Teilchen ist die Lichtgeschwindigkeit, ebenso die Endgeschwindigkeit und die Geschwindigkeit in jedem anderen Zeitpunkt; diese Geschwindigkeit ist eben nach der optischen Theorie konstant. Kennte man nun die Beschleunigung, die auf die Kometenschweifteilchen abstoßend wirken soll, so könnte man ihre Bahnen aus der zu jener Beschleunigung gehörigen Geschwindigkeit und aus der Geschwindigkeit des Kometenkerns in seiner Bahn berechnen; denn die letztere Geschwindigkeit besitzen die Teilchen schon im Augenblick ihres Abschleuderns außer der Geschwindigkeit, die ihnen die abstoßende Kraft beibringt, und die Richtungen dieser beiden Geschwindigkeiten sind gleichfalls gegeben. Aus dem berechneten Ort aller abgeschleuderten Teilchen zu einer bestimmten Zeit, ergäbe sich dann die zugehörige Schweiflinie nach der elektrischen Theorie und nach der Lichtdrucktheorie. Oder umgekehrt: Aus der wirklich beobachteten Schweiflinie kann man rückwärts die Geschwindigkeiten und daraus die Beschleunigungen der abstoßenden Kräfte berechnen. Dieselbe Berechnung und Konstruktion mit der Lichtgeschwindigkeit statt der durch abstoßende Kräfte bedingten Geschwindigkeit ergibt die Schweiflinie, wie sie der optischen Theorie zukommen muß. Diese verschieden berechneten Schweiflinien müssen verschieden verlaufen. Jede einzelne scharf beobachtete Schweiflinie muß sich durch die richtige Theorie erklären und berechnen lassen.

Für eine Prüfung und Entscheidung zwischen den verschiedenen Theorien scheint sich der Verlauf verschiedener Schweife oder doch verschiedener deutlich unterscheidbarer Schweiflinien besonders zu eignen. Es sind nämlich in neuerer Zeit verschiedene Photographien von Kometenschweifen aufgenommen worden, die eine Kontraktion der Schweiflinien hinter dem Kern erkennen lassen, wie wenn eine Brennpunktswirkung vorhanden wäre (vgl. Fig. 1).

Nach der elektrischen Theorie ist die weggeschleuderte Materie stark elektrisch und zwar gleichnamig elektrisch, sonst würde sie ja von der Sonne nicht in gleicher Weise abgestoßen. Ist dies der Fall, so müssen sich auch die verschiedenen Schweiflinien abstoßen, wenn solche wahrnehmbar sind; sie können sich keinesfalls durchdringen, also zuerst anziehen, dann abstoßen. Allerdings finden wir eine solche Durchdringung in der Elektrizität auch, nämlich bei den Kathodenstrahlen. Hier kommt es aber so sehr auf den senkrechten Austritt der Strahlen aus den Elektrodenflächen an, daß wir solche Bedingungen an einem Kometenkern niemals als erfüllt betrachten dürfen. Überdies ist ja bekannt, daß auch zwei Kathodenstrahlen sich gegenseitig abstoßen.

Nach der Lichtdrucktheorie vermögen wir solche Durchdringungen von Schweiflinien ebensowenig zu deuten. Die Teilchen müßten an jeder Stelle von der Sonne in der Richtung des Sonnenradiusvektors abgestoßen werden, also alle gleich, wie auch nach der elektrischen Theorie. Hier würden sich nur die Teilchen nicht auch noch gegenseitig abstoßen wie dort. Aber zu einer Kontraktion verschiedener

Digitized by Google

Schweiflinien in einen Brennpunkt und zu nachheriger Divergenz würde auch hier nicht der mindeste Grund vorliegen.

Nach der optischen Theorie ist dagegen die Brennpunktsbildung eine selbstverständliche Folgerung. Wo irgendeine mehr oder weniger kugelförmige oder ellipsoidische Gashülle entsteht, wird eine Brennpunktswirkung zustande kommen, und wenn wir eine solche Vereinigung der Schweiflinien in einen Brennpunkt hinter dem Kometenkern und nachherige Divergenz dieser Linien beobachten, wie sie tatsächlich beobachtet worden ist, so scheint mir dies eine vorzügliche Bestätigung der optischen Theorie zu sein.

Berlin-Halensee, Februar 1910.

(Eingegangen 28. Februar 1910.)

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

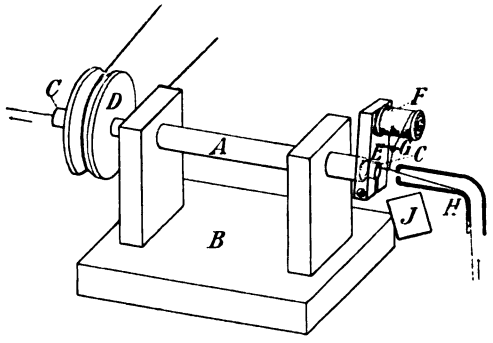
Draht umspinnen.

Von Carl Benedicks.

Man kommt oft im Laboratorium in die Lage, Metalldrähte isolieren zu müssen. Ist der verfügbare Raum nicht allzu klein, so ist ja eine ausgezeichnete Isolierung dadurch zu erhalten, daß man den Draht mit Gummischlauch umgibt. Besonders eignet sich für diesen Zweck sogen. Ventilgummi (schmalster Gummischlauch, sehr mäßiger Preis), wie er für Fahrräder angewandt wird; auch wenn der Draht ganz dünn ist, wie oft Thermoelementdrähte, läßt sich das Überziehen ohne Schwierigkeit bewerkstelligen, wenn man vorher durch den Schlauch etwas Talk hindurchgesogen hat.

Ist dagegen der zur Verfügung stehende Raum ganz unbedeutend — wie z. B., wenn es sich um Druckuntersuchungen handelt — so ist eine derartige Isolierung nicht angängig. Das Ideal wäre vielleicht die Anbringung sogen. Emailisolierung (vgl. Iklé, diese Zeitschr. **10**, 604, 1909), die jedoch aus mehreren Gründen auf Schwierigkeiten stößt. Dagegen besteht keine eigentliche Schwierigkeit — obwohl dies die gewöhnliche Vorstellung sein dürfte — im Laboratorium ein beliebiges Drahtstück mittels der immer noch gewöhnlichsten Isoliermethode: Umspinnen mit Seiden- oder Baumwollfaden zu isolieren.

Verfügt man über eine kleine Drehbank mit durchbohrter Spindel, wie die vorzüglichen, kleinen und billigen Uhrmacherdrehbänke z. B. von Wolf, Jahn & Co., Frankfurt a. M. oder Frankfurter Uhrmacherwerkzeugfabrik Lorch, Schmidt & Co., Frankfurt a. M.-Bockenheim, so ist die erforderliche Vorrichtung leicht nach den im folgenden zu gebenden Angaben herzustellen. Entbehrt man aber eines derartigen nützlichen Werkzeuges — das in jedem physikalischen Laboratorium vorhanden sein sollte —, so ist auch die Selbstverfertigung der erforderlichen Apparate sehr einfach (Figur).



A ist ein Messingrohr (von z. B. 12 mm Außendurchmesser), das in einem einfachen Holzgestell B oder auf andere Weise festgehalten wird. In diesem „festen Lager" A läuft ein etwas längeres Messingrohr CC von kleinerem Durchmesser, das mittels einer an dem einen Ende angebrachten Holzrolle oder dgl. D in Umdrehung versetzt wird. An dem anderen Ende ist die eigentliche Spinnvorrichtung festgeklemmt, die ganz einfach aus einem länglichen Holzstück E besteht, an welchem man die anzuwendende Fadenrolle F (z. B. mit Seide) festgeschraubt hat; zwischen dieser und dem Holzstück befindet sich ein weiches Zeugstück, um durch geeignetes Anziehen der Schraube dem Seidenfaden eine geeignete Spannung geben zu können.

Der Metalldraht, der übersponnen werden soll, wird gestreckt durch das Rohr CC hindurchgeführt; ist der Seidenfaden an dem Metalldraht befestigt worden, und wird D in Umdrehung versetzt, so wird dann die Seide um den Metalldraht herum aufgewickelt werden, und man hat nur diesen mit geeigneter Geschwindigkeit hervorzuziehen. Vervollständigt wird die Vorrichtung durch einen kleinen umgebogenen Eisendraht G, in E befestigt, wie die Figur angibt, durch welchen der Seidenfaden zu laufen hat, und durch eine Glasröhre H (im Durchschnitt gezeichnet; in einer nicht abgebildeten Stativklemmschraube befestigt), deren eines Ende man in der Flamme zu einer engen,

Digitized by Google

glatten Mündung hat zusammenfließen lassen. Diese Mündung bildet eine nützliche Stütze für den Metalldraht. Bevor der Metalldraht in H eintritt, muß er eine gewisse Spannung (durch ein Gewichtsstück, weiche Federung usw. bewirkt!) haben; nach geschehener Umspinnung wird er auf einer drehbaren Achse aufgewickelt (die Schraube an einer gewöhnlichen Kopierpresse ist z. B. sehr zweckmäßig!).

Besorgt man die Rotation des Spinnapparates mittels eines Fußtrittes und dreht die Aufwicklungsachse mit der einen Hand, so ist die andere für ein event. erforderliches Klarmachen des freien Fadens verfügbar. Die Erhaltung einer richtigen Speisungsgeschwindigkeit, d. h. einer solchen, die ein gleichmäßiges, zusammenhängendes Lager Seide ergibt, wird in hohem Grade dadurch erleichtert, daß man in einem kleinen Spiegel J, der jenseits des Fadens von dem Auge des Operateurs aus aufgestellt ist, eine Flamme oder dgl. so reflektieren läßt, daß sie scharf die Aufwicklungsstelle beleuchtet. Bei weniger greller Beleuchtung ist es schwer, wahrzunehmen, ob die Umspannung gleichmäßig verläuft. Um das „vordere" Ende des Drahtes überspinnen zu können, befestigt man an diesem eine Schnur, die hinreichend lang ist, um bis zur Aufwicklungsachse hinzureichen.

Mit dieser unschwer zu improvisierenden Anordnung, an welcher natürlich kleinere Veränderungen angebracht werden können, kann man nach unbedeutender Übung ziemlich schnell und gleichmäßig beliebige Längen Draht umspinnen.

Upsala, im Januar 1910.

(Eingegangen 14. Februar 1910.)

Von Paraffin-, Vaselin- usw.-Reinigen.

Von Carl Benedicks.

Jeder Physiker weiß, wie schwierig es ist, Gefäße von Paraffin, Vaselin usw. so zu reinigen, daß sie von Wasser wieder ganz gleichmäßig benetzt werden. Theoretisch muß ja warme Chromsäuremischung zum Ziel führen, aber dies geht oft sehr langsam und außerdem läßt sich ja sehr oft diese oxydierende Flüssigkeit (bei Gefäßen aus gewöhnlichem Metall usw.) gar nicht verwenden.

Gute Lösungsmittel für Paraffin, Vaselin sowie für Fette gibt es ja eine Menge, und es muß als recht befremdend bezeichnet werden, daß es trotzdem so schwierig ist, die fraglichen Körper zu entfernen. Dies dürfte erstens daran liegen, daß diese Lösungsmittel gewöhnlich sehr leichtflüchtig sind; hat man z. B. Äther angewandt, so bleibt beim Abgießen, infolge der Leichtflüchtigkeit des Äthers, ein nicht unbeträchtlicher Teil der bereits weggelösten Verunreinigung zurück; es würden ungeheure Mengen ganz reinen Lösungsmittels erforderlich sein, damit nicht, wenn dieses abgegossen wird, Spuren der Verunreinigung zurückbleiben.

Andererseits lösen etwas weniger flüchtige und mit Wasser mischbare Lösungsmittel, wie Äthylalkohol, ja Paraffin usw. sehr leicht in der Wärme, bei der darauf folgenden, schwer zu vermeidenden Abkühlung fällt aber z. B. das Paraffin zu einem beträchtlichen Teil aus, so daß die Reinigung nicht effektiv wird.

Gestützt auf diese kleine Auseinandersetzung ist es leicht, eine einfache und anwendbare Methode anzugeben:

Die Verunreinigung wird schnell und vollständig beseitigt, wenn der betreffende Gegenstand mit kondensierendem Äthylalkohol- usw.-Dampf gewaschen wird.

Hat man z. B. ein Becherglas zu reinigen, in welchem man Paraffinöl gehabt hat, so braucht man nur etwas Äthylalkohol auf den Boden eines ebensolchen Glases zu gießen, dieses auf ein Wasserbad zu stellen und darüber das zu reinigende Becherglas mit dem Boden nach oben zu stülpen: der Alkohol, der an dem oberen Becherglas sich kondensiert, rinnt herunter, indem er die Verunreinigung mitnimmt, während neuer, reiner Alkohol sich kondensiert. Es hat keinen Zweck, den zu reinigenden Becher lange stehen zu lassen, denn wenn er die Temperatur des Dampfes angenommen hat, geschieht ja die Kondensierung nur in unbedeutendem Maße und der Dampf an sich wirkt kaum reinigend. Die Anwendung von Alkohol, z. B. statt Äther, besitzt u. a. den nicht unwesentlichen Vorteil, daß man nach einer kurzen Weile Kondensierung das Gefäß abheben und seine Reinheit direkt durch Einfüllen von Wasser prüfen kann. Näßt dieses noch nicht gleichmäßig, so hat man nur das Wasser abzugießen und, ohne daß ein Trocknen nötig ist, von neuem den Becher umgekehrt über den warmen Alkohol zu stellen, der ebensogut auch mit geringem Wassergehalt wirkt. Soll ein Gefäß mit größtmöglicher Effektivität gereinigt werden, so hat man dem Angeführten gemäß für äußere Abkühlung der Außenwände desselben zu sorgen. Beim Reinigen einer Pipette, Bürette oder dgl. hat man natürlich von oben her Alkoholdampf einzuleiten, der dann unten abfließt.

Diese Methode bietet ja eine gewisse Ähnlichkeit mit der bekannten Methode dar, Gefäße zur Aufbewahrung von reinem Wasser durch Ausblasen mit Wasserdampf zu reinigen, die Wirkungsweise ist aber etwas verschieden.

Digitized by Google

In diesem letzteren Fall strebt man in erster Linie hohe Temperatur an, damit das Wasser möglichst reichlich die Salze des Glases weglösen soll; im ersteren Fall ist vielleicht das Wesentlichste das, daß die Flüssigkeit, die mit der zu reinigenden Fläche in Berührung steht, nicht Gelegenheit erhält dort zu verdunsten. In beiden Fällen macht man sich die Kondensierung nutzbar, indem man durch sie fortwährend eine möglichst reine Waschflüssigkeit erhält.

Die Methode ergibt ein bequemes Mittel z. B. Bruchflächen von Stahl zu reinigen. Bekanntlich ändert die geringste Fettspur sehr stark das Aussehen (Farbe) des Bruches; entfernt wird jedoch eine vorhandene Fettschicht schnell und vollständig, wenn man nur das Bruchstück eine Weile über kochenden Äthylalkohol hält. Manches beschwerliche Entfetten in der Technik (z. B. bei Versilberung usw.) dürfte sich mit Vorteil durch obiges Verfahren ersetzen.

Upsala, im Januar 1910.

(Eingegangen 14. Februar 1910.)

BESPRECHUNGEN.

F. W. Lanchester, Aerodynamik. Ein Gesamtwerk über das Fliegen. Aus dem Englischen übersetzt von C. und A. Runge. I. Band. Mit Anhängen über die Geschwindigkeit und den Impuls von Schallwellen, über die Theorie des Segelfluges usw. gr. 8. XIV u. 360 S. mit 162 Figuren im Text und 1 Tafel. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. Gebunden M. 12.—

In einer Zeit, in der die praktische Aviatik so außergewöhnlich rasche Fortschritte macht, tauchen naturgemäß mehr oder weniger abenteuerliche Projekte sowie Bücher und Schriften über dieses Gebiet in großer Zahl auf, Arbeiten, die nicht selten von der Unkenntnis der Verfasser in den elementarsten Dingen Zeugnis geben. Es ist darum mit Freude zu begrüßen, wenn einmal ein groß angelegtes Werk, wie das vorliegende, die theoretischen und praktischen Grundlagen der Flugtechnik zusammenfaßt, und man muß der Verlagshandlung dafür Dank wissen, daß auch weiteren Kreisen in Deutschland dies Buch durch eine mustergültige Übersetzung nahe gebracht werden konnte.

Der Verfasser hat in origineller Weise die verschiedenen Einzelprobleme der Aerodynamik in ein System zu bringen gesucht und dazu nebst neuen theoretischen Erkenntnissen auch ein großes Zahlenmaterial zusammengebracht. Er beginnt mit der Besprechung des Widerstandes fester Körper in einer Flüssigkeit und weist dabei auf die Unhaltbarkeit des Newtonschen Impulssatzes für die meisten aerodynamischen Probleme hin. Dagegen wird die Stromlinientheorie eingehend besprochen, wobei schon die originelle Art und die hervorragende Beobachtungsgabe des Verfassers an verschiedenen praktischen Beispielen (Fischformen etc.) hervortritt. In einem weiteren Abschnitt: Zähigkeit und Oberflächenreibung wird für die letztere das Allensche Gesetz (Änderung mit der 1,5 Potenz der Geschwindigkeit) zugrunde gelegt auch werden verschiedene Versuche mitgeteilt. Wichtig ist die in den § 55 und 56 durchgeführte Kritik dieses Abschnittes unter steter Heranziehung der Naturbeobachtung. In Kapitel III findet sich ein Abriß der analytischen Theorie der Hydrodynamik, soweit dieselbe für aviatische Zwecke dienlich scheint. „Zyklische" Bewegungen, die in den folgenden Kapiteln wiederholt Anwendung finden, werden dabei besonders hervorgehoben. Originell ist auch hier die Darstellung, die an vielen Stellen streng mathematische Beweise durch einfache physikalische Überlegungen ersetzt. Bemerkenswert ist auch die kritische Erörterung, welche die Helmholtzsche Theorie der Unstetigkeitsflächen samt den Einwänden Lord Kelvins gegen diese findet, wobei Verfasser seinen eigenen (dem Helmholtzschen näheren) Standpunkt scharf präzisiert. Nach diesen als Einleitung zu betrachtenden Abschnitten bildet in den Kapiteln IV bis VIII die ausführliche Behandlung der Tragflächen von Flugzeugen in ihrer Beziehung zu den Luftströmungen und Widerständen den Hauptgegenstand des Werkes; die Besprechung der aerodynamischen Tragkraft (in Kapitel 4) verschiedenartiger Tragflächen wird wesentlich gestützt auf die Lehre von der „peripteralen" Bewegung, die sich aus der Verbindung einer Parallelströmung mit zyklischen Bewegungen im Bereiche der Tragflächen ergibt; Stromlinienbilder erläutern dabei die verschiedenen Beispiele. Kapitel V und VI (enthaltend ausführliche Angaben über den Luftwiderstand ebener Platten) zeichnen sich wiederum durch kritische Schärfe bei dem Vergleich der verschiedenen Versuchsergebnisse aus. Hier sei auch der vom Verfasser eingeführten Hypothese von der konstanten „Reichweite" gedacht, die sich für praktische Berechnungen in der Folge als nützlich erweist, wenn auch die Anpassung derselben an wirkliche Verhältnisse durch eine etwas bedenkliche und wohl auch entbehrliche Beweisführung durchgeführt wird, da die Theorie doch erst praktisch durch experimentell zu findende Berichtigungskoeffizienten brauchbar gemacht wird. Vielleicht hätten auch die verwickelten Strömungs- und Kraftverhältnisse bei gewölbten Platten eine etwas schärfere Fassung finden können; für das weitere Studium, insbesondere der Stabilitätsverhältnisse (im II. Bande) ist eine klare und nicht mißverständliche Darlegung gerade dieser Grundlagen sehr wünschenswert. In einem kurzen Kapitel: „Ökonomie des Fluges" werden sodann Beziehungen abgeleitet zwischen den günstigsten Verhältnissen von Geschwindigkeit, Leistung, Gewicht und Einfallswinkel der Flugzeuge, als deren Schlußergebnis eine vollständige Formel für die Bedingung kleinsten Widerstandes sich ergibt. Das 8. Kapitel enthält Anwendungen davon auf gewölbte Tragflächen hauptsächlich; hier finden wir wiederum ein reiches Zahlenmaterial, das zum großen Teil aus Versuchen des Verfassers stammt und die in den vorhergehenden Kapiteln gebrachten theoretischen Ergebnisse zu stützen geeignet ist. Ein weiterer Abschnitt ist der Theorie der Triebkraft und des Schraubenpropellers gewidmet; die letztere wird in neuartiger Weise auf Grund der Theorie der oben erwähnten „peripteralen" Strömung behandelt und führt dadurch

Digitized by Google

auf das Gesetz der Druckverteilung und damit direkt auf eine brauchbare Methode zur richtigen Gestaltung der Flügelfläche sowie zur Ermittelung der günstigsten Flügelzahl. Ein vollständig durchgerechnetes Beispiel und eine kurze Besprechung der Schiffsschraube vervollständigen dieses Kapitel, dem noch Angaben über die beim Fluge verausgabte Energie und den Aktionsradius von Flugzeugen unter verschiedenen Verhältnissen beigefügt sind.

Daß die Aerodynamik zur Kontrolle und Ergänzung der Theorie zurzeit noch sehr der Versuche bedarf, hat sich beim Studium des vorliegenden Buches gezeigt. Es ist darum logisch und dankenswert, daß das Schlußkapitel sehr eingehend die experimentelle Aerodynamik, insbesondere die Versuche von Forschern wie Dines, Langley und anderen mit reichem Zahlenmaterial und unter kritischer Beleuchtung der Methoden und Ergebnisse enthält. Daran schließen sich die eigenen Versuche des Verfassers, welche im Hinblick auf die von ihm vorgetragenen Theorien ausgeführt sind und Anregung zu weiteren Untersuchungen bieten. Beigefügt ist ein Anhang, in dem unter anderen bemerkenswerte Anwendungen der Theorien des Verfassers auf wichtige physikalische Erscheinungen ausgeführt sind. Die deutsche Übersetzung enthält dabei auch vorzügliche Momentaufnahmen Prandtls von Versuchen über die Wirbelbewegung.

Die vorstehende kurze Inhaltsangabe genügt wohl, um den Wert des Lanchesterschen Buches, der vielleicht besonders in der Fülle neuer Gedanken und der durch sie gebotenen Anregung liegt, zu kennzeichnen. Es erübrigt noch, mit ein paar Worten auf die deutsche Übersetzung einzugehen, die erfreulicherweise der originellen Schreibart des Verfassers durchaus gerecht wird und somit auch diese persönliche Note des Buches zur Geltung kommen läßt. Von einzelnen nicht ganz passend gewählten Übertragungen technischer Ausdrücke abgesehen (z. B. shaft = Stiel [einer Schraube], statt Welle), haben die Übersetzer im ganzen und besonders bei der Verdeutschung besonderer Lanchesterscher Ausdrücke ein großes Geschick bewiesen, und man kann nur wünschen, daß auch der folgende Band (Aerodonetics) eine ebenso vorzügliche deutsche Bearbeitung finden möge. A. Pröll.

Schoenflies, A., Einführung in die Hauptgesetze der zeichnerischen Darstellungsmethoden. gr. 8. IV u. 92 S. mit 98 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 2.20, gebunden M. 2.60

Obwohl der Verfasser nur die einfachsten Sätze aus der Geometrie und Stereometrie bei dem Leser des vorliegenden Buches voraussetzt, gelingt es ihm doch mit hinreichender Strenge und Gründlichkeit — es werden Sätze wie der Desarguessche und der Pohlkesche Satz nach vorhergehendem Beweise benutzt — auf 92 Seiten die Hauptgesetze der Zentral- und Parallelprojektion, der Darstellung auf zwei Projektionsebenen, der Axonometrie, des scheinbaren Umrisses, der stereographischen Projektion und sogar der Reliefperspektive zu entwickeln. Als Vorzug möchte Referent neben der Reichhaltigkeit an anschaulichen Figuren (98) und zahlreichen zerstreuten praktischen Winken besonders hervorheben, die ausführliche Begründung der für den Unterricht so wichtigen Axonometrie und die geometrische Theorie der Relief- und Theaterperspektive. Daß jedoch der Verfasser nur solche Raumfiguren in Betracht zieht, die sich hinter der Aufrißebene befinden, scheint Referent zu wenig begründet, um von der bisherigen praktischen Gewohnheit abzuweichen, welche übrigens in einigen Figuren, z. B. 43, 44, beibehalten wird. Das Buch, welches fast ohne jede Mühe gelesen werden kann, ist zur raschen Einführung in die Grundlagen der darstellenden Geometrie nicht nur für diejenigen, welche die Lehrbefähigung für angewandte Mathematik erlangen wollen, sondern überhaupt für jeden künftigen Lehrer, der guten Unterricht in der Stereometrie geben will, recht brauchbar. E. Juretzka.

R. Fürstenau, Das Wesen der Elektrizität. Nach den neueren Anschauungen in populärwissenschaftlichen Vorträgen dargestellt. 10. 193 S. mit 34 Abbildungen im Text. Berlin, C. Duncker. 1909. M. 2.—

Überblick über den augenblicklichen Stand der Forschung auf dem Gebiete der Ionen- und Elektronentheorie und der damit zusammenhängenden Erscheinungen. Die kleine Schrift ist, von einigen kleineren Mängeln abgesehen, klar und anregend geschrieben. R. Lucas.

Tagesereignisse.

Die **82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte** findet vom 18. bis 24. September d. J. in Königsberg i. Pr. statt. Näheres hierüber wird später mitgeteilt. Die provisorische Einladung liegt dieser Nummer bei.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Göttingen Dr. Alfred Haar für Astronomie und Dr. Hermann Wzyl für Mathematik, an der Universität Leipzig Dr. Conrad Schaefer für Chemie, an der Universität Wien Dr. Philipp Frank für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Freiburg (Schweiz) Dr. Josef Gyr zum a. o. Professor für analytische Chemie und Nahrungsmittelchemie, Dr. A. Morel zum ord. Professor für anorganische Chemie an der Universität Lyon an Stelle des zurückgetretenen Professor Dr. Paul Cazeneuve, Dr. R. B. Denison vom Hercot-Watt-College in Edinburgh zum ord. Professor für Physik und Chemie in Pietermaritzburg, Dr. Alphonse Mailhe zum Professeur adjoint an der Universität Toulouse, der a. o. Professor an der Universität Freiburg Dr. Albert Gockel zum ord. Professor an derselben Universität unter Beibehaltung des bisherigen Lehrauftrags für Physik und Meteorologie, Dr. Schlesinger von der Universität Chicago zum ord. Professor für Chemie an der Universität Peking.

Berufen: Der Privatdozent der Physik an der Universität Breslau Dr. Clemens Schaefer als ord. Professor für theoretische und angewandte Physik an die Universität La Plata (die Berufung wurde abgelehnt), der a. o. Professor an der Universität Tübingen Dr. Georg Faber als ord. Professor der Mathematik an die Technische Hochschule in Stuttgart (angenommen).

Verliehen: Dem Privatdozent der Chemie an der Universität Berlin Dr. Georg Lockemann der Titel Professor.

Gestorben: Der ord. Professor für Physik an der Universität Upsala und Vorsitzender der Nobel-Kommission für Physik Dr. Knut Joh. Ångström, der Astronom Sigmund Kablin in Budapest.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

C
5852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

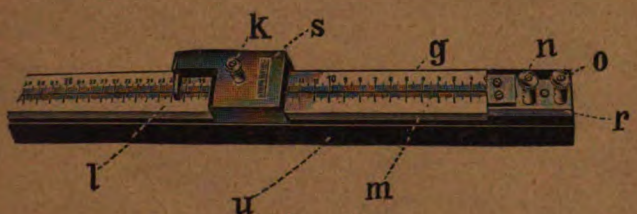
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 7. 1. April 1910. No. 317. 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezialkatalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer	**M. 60.—**
Ablesefernrohr mit Skala	**M. 40.—**
Gleitdraht (Stromkompensator [siehe Figur])	**M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm	**M. 32.—**

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von S. Hirzel in Leipzig, betreffend: Neuerscheinungen auf dem Gebiete der Physik, Chemie etc.

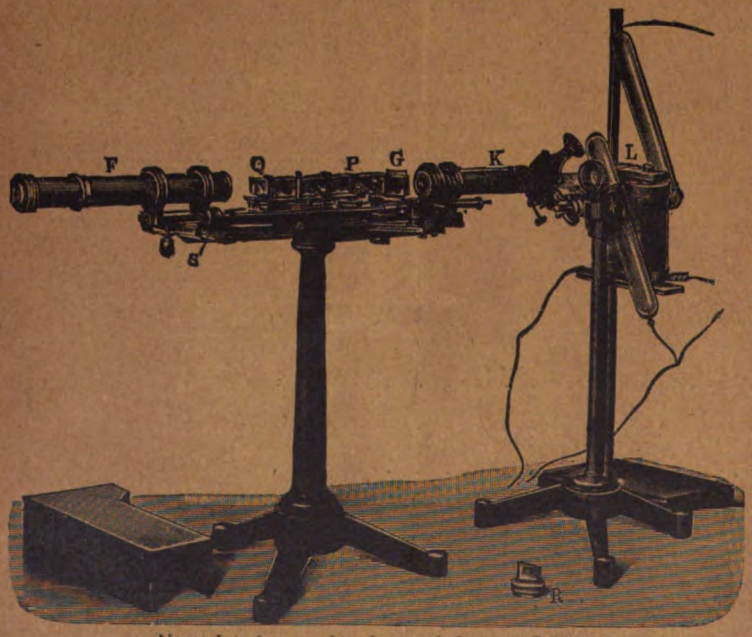
Digitized by Google

REGISTER:

(B. = Besprechung.)

	Seite
Adriatisches Meer: Das — und sein Einfluß auf das Klima seiner Küsten, v. W. Krebs	311
Alkalimetalle: Über gefärbte Hydride der — und ihre photoelektrische Empfindlichkeit, v. J. Elster u. H. Geitel	257
Benischke, G., Die Transformatoren. (B.)	312
Bergwitz, K., Die chemische Zerlegung des Wassers durch die α-Strahlen des Poloniums	273
Chemische Zerlegung: Die — des Wassers durch die α-Strahlen des Poloniums, v. K. Bergwitz	273
Elektrische Schwingungen: Über einen Einfluß des Metalls der Funkenstrecke auf die Frequenz —, v. M. Wien	282
— Nachtrag zu meinem Aufsatz: Über eine neue Form der Stoßerregung —, v. M. Wien	311
Elster, J. u. H. Geitel, Über gefärbte Hydride der Alkalimetalle und ihre photoelektrische Empfindlichkeit	257
— Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität des Kaliums	275
Erdbebenwellen: Bestimmung des Weges der — im Erdinnern, v. E. Wiechert u. L. Geiger	294
Erdinneres: Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im —, v. E. Wiechert u. L. Geiger	294
Funkenstrecke: Über einen Einfluß des Metalls der — auf die Frequenz elektrischer Schwingungen, v. M. Wien	282
Geiger, L. u. E. Wiechert, Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern	294
Geitel, H. u. J. Elster, Über gefärbte Hydride der Alkalimetalle und ihre photoelektrische Empfindlichkeit	257
— Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität des Kaliums	275
Geometrie: Die Relativtheorie und die Lobatschefskijsche —, v. V. Varićak	287
Gockel, A., Luftelektrische Beobachtungen bei einer Ballonfahrt	280
Hydride: Über gefärbte — der Alkalimetalle und ihre photoelektrische Empfindlichkeit, v. J. Elster u. H. Geitel	257
Infinitesimalrechnung: Einführung in die —, v. G. Kowalewski. (B.)	312
Kalium: Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität des —, v. J. Elster u. H. Geitel	275
Klima: Das Adriatische Meer und sein Einfluß auf das — seiner Küsten, v. W. Krebs	311
Kowalewski, G., Einführung in die Infinitesimalrechnung. (B.)	312
Krebs, W., Das Adriatische Meer und sein Einfluß auf das Klima seiner Küsten	311
Lobatschefskijsche Geometrie: Die Relativtheorie und die —, v. V. Varićak	287
Lorentz-Kontraktion: Gleichförmige Rotation und —, v. M. Planck	294
Luftelektrische Beobachtungen: — bei einer Ballonfahrt, v. A. Gockel	280
Materie: Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch —, v. H. W. Schmidt	262
Metall: Über einen Einfluß des — der Funkenstrecke auf die Frequenz elektrischer Schwingungen, v. M. Wien	282
Photoelektrische Empfindlichkeit: Über gefärbte Hydride der Alkalimetalle und ihre —, v. J. Elster u. H. Geitel	257
Planck, M., Gleichförmige Rotation und Lorentz-Kontraktion	294
Polonium: Die chemische Zerlegung des Wassers durch die α-Strahlen des —, v. K. Bergwitz	273
Radioaktivität: Beiträge zur Kenntnis der — des Kaliums, v. J. Elster u. H. Geitel	275
Relativtheorie: Die — und die Lobatschefskijsche Geometrie, v. V. Varićak	287
Rotation: Gleichförmige — und Lorentz-Kontraktion, v. M. Planck	294
Schmidt, H. W., Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie	262
Schwingungen: Über einen Einfluß des Metalls der Funkenstrecke auf die Frequenz elektrischer —, v. M. Wien	282

Fortsetzung Seite III.



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Franz Schmidt & Haensch,

Berlin S. 42, Prinzessinnenstr. 16.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

(Register.)

Seite

Schwingungen: Nachtrag zu meinem Aufsatz: Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer —, v. M. Wien . 311

Stoßerregung: Nachtrag zu meinem Aufsatz: Über eine neue Form der — elektrischer Schwingungen, v. M. Wien 311

α-Strahlen: Die chemische Zerlegung des Wassers durch die — des Poloniums, v. K. Bergwitz 273

β-Strahlen: Beitrag zur Frage über den Durchgang der — durch Materie, v. H. W. Schmidt 262

Transformatoren: Die —, v. G. Benischke. 312

Variçak, V., Die Relativtheorie und die Lobatschefskijsche Geometrie 287

Wasser: Die chemische Zerlegung des — durch die α-Strahlen des Poloniums, v. K. Bergwitz 273

Wiechert, E. u. L. Geiger, Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern 294

Wien, M., Über einen Einfluß des Metalls der Funkenstrecke auf die Frequenz elektrischer Schwingungen 282

— Nachtrag zu meinem Aufsatz: Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer Schwingungen 311

Induktoren und Funkentransformatoren

D. R.-P. System Klingelfuß

von bisher **unerreichter Leistungsfähigkeit und Dauerhaftigkeit, von 10—150 cm Funkenlänge.** • Wir bauen Induktoren für **langsame, mittlere und schnelle Eigenschwingungen** entsprechend der Formel $\tau = 2\pi\sqrt{CL}$. Besonders **leistungsfähige Induktoren von 10 cm Funkenlänge** an, zum Laden von **Kondensatoren.** • **Universal-Induktoren für physikalische Institute.**

Neu! Mechanischer Unterbrecher von hervorrag. Leistungsfähigkeit.

Fr. Klingelfuß & Co., Basel (Schweiz) — Licenzinhaber für Frankreich **J. Carpentier, Paris.**

Illustrierte Preisliste auf Wunsch zu Diensten.

W. Apel, Universitäts-Mechanikus, **F. Apels Nachf.**

Geschäftsgründung 1808. ◆ **Göttingen.** ◆ Geschäftsgründung 1808.

Chemische und physikalische Apparate.

Spezialität: **Rauchgasapparate, Kalorimeter** zur Bestimmung des Brennwertes der verschiedenen **Brennstoffe** und von **Gasen,** nach **Ferd. Fischer.**
Thermometer nach **Ferd. Fischer.** (Taschenbuch für Feuerungstechniker.)
Apparat zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten nach **Nernst.** (Zeitschr. f. physikal. Chemie. XIV, 4.)
Totalreflektometer nach **Kohlrausch.**
Demonstrationsapparate n. **Behrendsen** u. **Grimsehl.**
Kristallmodelle aus Holz und Glastafeln nach **Klein, Naumann** und **Rose.**
Milchprüfungsbestecke nach **Tollens.**

Keiser & Schmidt

Berlin-Charlottenburg 2.

Präz.-Volt- und Ampèremeter, D. R. P. ◆ **Präz.-Schalttafelinstrumente.** ◆ **Kondensatoren.** ◆ **Funkeninduktoren.** ◆ **Pyrometer** bis 1600° C. ◆ **Rubenssche Thermosäulen.** ◆ **Elemente.**

Neuerschienene Preislisten und Patentschriften.

Land- und Seekabelwerke Aktiengesellschaft

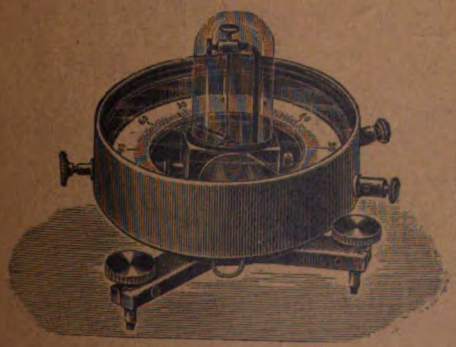
Abteilung: Apparatebau

Cöln-Nippes

□ □

Liste D 6a: Stationäre Hochspannungsanzeiger nach Zipp.

Schlagwetter- und explosionssichere Leitung. D.R.P. 189510.



Hartmann & Braun A.-G.,

Frankfurt a. M.

Königl. Preußische Goldene Staats-Medaille.

Spezialfabrik für elektrische und magnetische Meßinstrumente u. Hilfsapparate für wissenschaftliche u. industrielle Zwecke.

Vollständige Laboratoriums-Einrichtungen.

Preislisten und Kostenanschläge stehen auf Verlangen zu Diensten.

Digitized by Google

Leipziger Glasinstrumentenfabrik

Robert Goetze, Leipzig, Härtelstr. 4.

Eigene Filiale in **Halle a. d. S.,** Bergstr. 6.

Glastechnische Werkstätten.

Elektrische Vakuumröhren *nach Geissler, Hittorf, Crookes, Puluj, Goldstein, Wien, Gehrcke und Reichenheim.*

Spektralröhren *mit allen Gasen und Edelgasen.*

Neu! **Anodenstrahlröhren m. Salzanoden und Striktionskathoden** *n. Gehrcke u. Reichenheim.*

Weitere Spezialitäten: *Physiko-chemische Apparate nach Beckmann und Ostwald-Luther. Normal-Thermometer. Massanalytische Normalgeräte. Übernahme von Laboratoriumseinrichtungen.*

□ □ **Listen kostenlos.** □ □

Günther & Tegetmeyer

Braunschweig.

Elektrometer für statische Ladungen nach Wulf.

D. R. P. 181284.

CLEMENS RIEFLER

Fabrik mathematischer Instrumente

NESSELWANG UND MÜNCHEN

Bayern

Präzisions-**Reißzeuge**

Präzisions-Sekundenpendel-**Uhren**

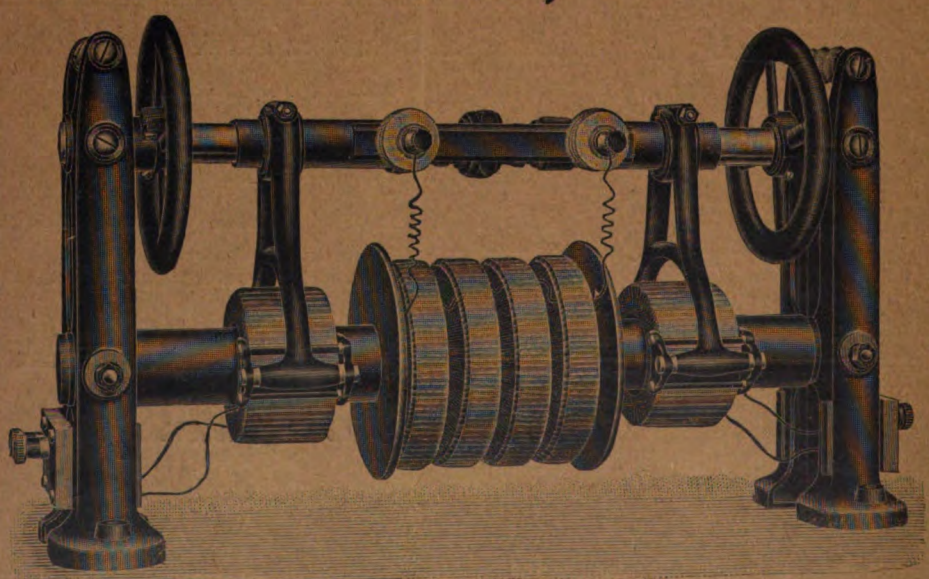
Nickelstahl-Kompensations-**Pendel**

Paris 1900, St. Louis 1904, Lüttich 1905: Grand Prix.

● Illustrierte Preislisten gratis! ●

Die echten Rieflerinstrumente sind mit dem Namen RIEFLER gestempelt.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D. R. P.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. 1. April 1910. Redaktionsschluß für No. 8 am 11. April 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Elster u. H. Geitel, Über gefärbte Hydride der Alkalimetalle und ihre photoelektrische Empfindlichkeit. S. 257.

H. W. Schmidt, Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie. S. 262.

K. Bergwitz, Die chemische Zerlegung des Wassers durch die α-Strahlen des Poloniums. S. 273.

J. Elster u. H. Geitel, Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität des Kaliums. S. 275.

A. Gockel, Luftelektrische Beobachtungen bei einer Ballonfahrt. S. 280.

M. Wien, Über einen Einfluß des Metalls der Funkenstrecke auf die Frequenz elektrischer Schwingungen. S. 282.

V. Variĉak, Die Relativtheorie und die Lobatschefskijsche Geometrie. S. 287.

M. Planck, Gleichförmige Rotation und Lorentzkontraktion. S. 294.

E. Wiechert u. L. Geiger, Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern. S. 294.

W. Krebs, Das Adriatische Meer und sein Einfluß auf das Klima seiner Küsten. S. 311.

M. Wien, Nachtrag zu meinem Aufsatz: Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer Schwingungen. S. 311.

Besprechungen:

O. Benischke, Die Transformatoren. S. 312.

G. Kowalewski, Einführung in die Infinitesimalrechnung. S. 312.

Personalien. S. 312.

Gesuche. S. 312.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über gefärbte Hydride der Alkalimetalle und ihre photoelektrische Empfindlichkeit.

Von J. Elster und H. Geitel.

Bei der Herstellung der photoelektrischen Zellen mit Kathoden aus Alkalimetall war es uns vielfach aufgefallen, daß ihre Empfindlichkeit, d. h. die Stärke des photoelektrischen Stromes, den sie bei gleicher Belichtung und demselben beschleunigenden Potentiale gaben, in weiten Grenzen ungleich war, auch wenn wir die Größe und Form der Zellen, sowie ihren Inhalt an Alkalimetall und Gasresten möglichst übereinstimmend gemacht hatten. Sehr deutlich zeigte sich diese Verschiedenheit auch dann, wenn kein beschleunigendes Potential angelegt war, der photoelektrische Strom also nur durch diejenigen Elektronen vermittelt wurde, die von der belichteten Kathode aus einzig infolge ihrer Eigengeschwindigkeit und frei von richtenden Kräften die Anode erreichten.

Am nächsten liegt offenbar der Gedanke, ein geringeres Maß von Lichtempfindlichkeit ganz allgemein auf unvollkommene Oberflächenreinheit der Kathode zurückzuführen. Zweifellos sind Verunreinigungen durch Oxydschichten, wie sie sehr leicht bei nicht ganz vorsichtiger Herstellung der Zellen vorkommen, von nachteiligstem Einfluß auf ihre Lichtempfindlichkeit.

Aber es lassen sich bei genügender Sorgfalt sehr reine Flächen — besonders an der flüssigen KNa-Legierung — herstellen, auf denen selbst ein Bündel auffallender Sonnenstrahlen durch keine seitliche Zerstreuung bemerkbar wird. Dabei braucht die Empfindlichkeit dieser reinsten Oberflächen nicht höher zu sein, als die von solchen, auf denen das Auge ohne weiteres eine zarte Trübung oder selbst schwimmende Fremdkörperchen entdeckt. Ja in manchen Fällen beobachteten wir sogar einen günstigen Einfluß der Oberflächentrübung auf die Empfindlichkeit, wenn nämlich für kurze Zeit eine leuchtende Entladung durch die Zelle gegangen war und eine gewisse Abstumpfung des metallischen Glanzes der Kathode bewirkt hatte. Indem wir die Bedingungen dieser Erscheinung näher untersuchten, sind wir zu einigen neuen Ergebnissen gelangt, über die wir im folgenden berichten möchten.

Zuerst vermuteten wir, daß beim Durchgang der leuchtenden Entladung Spuren des Anodenmaterials (Platin oder Aluminium) zerstäubt und von dem Alkalimetall aufgenommen wären. Eine hierdurch bewirkte Vergrößerung des Absorptionsvermögens für das einfallende Licht konnte die Ursache der „Sensibilisierung" der Zelle sein. Direkte Versuche indessen, durch Zusatz von Spuren fremder Metalle die Alkalikathoden empfindlicher zu machen, führten zu keinem eindeutigen Resultate. Wir verwandten dazu kleine Mengen von Quecksilber oder Blei, die wir mit Kalium legierten, erhitzten dasselbe Metall oder seine Natriumlegierung bei Gegenwart von Silber und Palladium im Vakuum oder stellten schließlich ebenfalls im Vakuum die Alkalimetallflächen längere Zeit einem hellgelbglühenden Platindrahte gegenüber. Nur bei dem letzten Verfahren schien eine Vergrößerung der Empfindlichkeit erreich-

Digitized by Google

bar, doch war es nicht zu entscheiden, ob das zerstäubte Platin oder die aus dem Drahte entwichenen Gase die wesentliche Rolle spielten.

Nun ist es nach Versuchen von K. Mey[1]) bekannt, daß unter der Vermittelung des Glimmstromes bei der leuchtenden Entladung die Gasreste der Zelle mit dem Alkalimetall chemisch reagieren. In der Regel ist nun das Vakuum der Zellen über Wasserstoff hergestellt, ja es dürfte die Gegenwart dieses Gases überhaupt kaum ganz zu vermeiden sein. Da nämlich das Alkalimetall vor dem Einbringen in das Vakuum mit Luft in Berührung kommt, so überzieht es sich mit einer Schicht von Hydroxyd, aus der beim Schmelzen des Metalles Ströme von Wasserstoff entweichen. Es schien uns daher in erster Linie die Einwirkung des Wasserstoffs auf das Alkalimetall als Ursache der Empfindlichkeitsdifferenzen in Betracht zu kommen.

In der Tat wissen wir nach den Untersuchungen von H. Moissan, daß sowohl das Kalium wie das Natrium unter Atmosphärendruck sich mit dem Wasserstoff zu kristallisierten durchsichtigen Hydriden verbinden, wenn man die Temperatur um 350° hält, bei stärkerer Erhitzung tritt Dissoziation ein[2]). Wir haben diese Versuche in kleinem Maßstabe unter vermindertem Drucke leicht wiederholen können und sie zugleich auf die beiden anderen Alkalimetalle Rubidium und Cäsium ausgedehnt. Unser Ziel war die Feststellung der photoelektrischen Eigenschaften dieser Hydride in unverändertem Zustande wie auch nach Einwirkung des Glimmstromes und anderer Formen der elektrischen Entladung. Der hierzu benutzte Apparat hatte folgende Einrichtung (Fig. 1). Eine Glaskugel K von etwa 40 mm

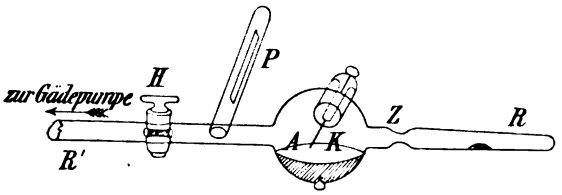


Fig. 1.

Durchmesser enthält zwei einander gegenüberstehende Elektroden, die eine A ragt in den Innenraum etwa 35 mm vor, während die andere, B, nur eben die Glaswand durchsetzt. Um B als Mittelpunkt ist durch Eingießen einer Versilberungsflüssigkeit in die Kugel eine Silberbelegung in Form einer Kalotte hergestellt.

1) K. Mey, Ann. d. Phys. (4) 11, 136, 1903.
2) H. Moissan, C. R. 134, 18 u. 71, 1902.

Durch wiederholtes Ausspülen der Kugel mit destilliertem Wasser und reinem Alkohol wird das Innere von Resten der Silberlösung befreit und hierauf der metallische Belag im trocknen Leuchtgasstrome erhitzt, um Spuren von Silberoxyd und Wasser zu entfernen. In das Ansatzrohr R wird ein linsengroßes Stück des Alkalimetalls eingeführt, das offene Ende schmilzt man vor der Gebläseflamme zu. Bei Z ist das Rohr etwas eingezogen, damit es leicht durch Abschmelzen von der Kugel getrennt werden kann. Das gegenüberliegende Rohr R' dient zum Anschluß an eine Gädepumpe, H ist ein Hahn, durch den die Verbindung hergestellt wird. In das Seitenrohr P werden einige Streifen Palladiumbleches eingeschoben, das als Kathode bei der Wasserzersetzung sich mit Wasserstoff beladen hat; auch P wird nach dem Einführen des Palladiums vor der Lampe geschlossen. Durch einen Vorversuch bestimmten wir die Menge des von dem Palladium beim Erhitzen entwickelten Wasserstoffs zu 20 cm³, das Volumen des Röhrensystems einschließlich der Kugel bis zum Hahn H betrug nahe 100 cm³, so daß nach Erhitzen des Palladiums in dem evakuierten Apparate bei geschlossenem Hahne der Druck des freien Wasserstoffs rund gleich ein Fünftel Atmosphäre wurde.

Im einzelnen verfuhren wir nun folgendermaßen: Nachdem die Röhren R und P mit Alkalimetall und Palladium beschickt und geschlossen waren, stellten wir zunächst in dem Apparate bei geöffnetem Hahne H das Vakuum her, soweit dies die andauernde Wasserstoffentwicklung aus dem feuchten Überzuge des Alkalimetalls zuließ. Nach einigen Stunden unterstützten wir den Prozeß der Zersetzung der Hydroxydrinde durch gelindes Erwärmen, während die Pumpe dauernd im Betriebe blieb. Sobald die Reaktion beendet ist, nimmt die Verdünnung des Gases sehr schnell zu, wie man an einem zugleich an die Pumpe angeschlossenen Geißlerrohr leicht verfolgen kann. Zugleich destilliert in dem hohen Vakuum das Alkalimetall aus dem erhitzten Rohre R in die Kugel hinüber, die sich dabei innen mit einer spiegelnden Haut bekleidet. Ist alles Metall hinübergetrieben, so wird das Rohr R durch Abschmelzen entfernt. Nun schlossen wir den Hahn H und füllten durch Erhitzen des Palladiumbleches den Apparat mit Wasserstoffgas. Die Kugel wurde nun mit einer Hülle von Asbest umgeben und über einer Bunsenflamme erhitzt, während die Silberkalotte (nach Drehung des Rohres RR' in einem Schliffe) nach oben gekehrt war. Nach Verlauf mehrerer Stunden zeigte sich meist, daß das Alkali-

Digitized by Google

metall völlig verschwunden und an seine Stelle ein weißer Belag, z. T. bestehend aus glänzenden Nadeln und Fäden, getreten war, der die Silberschicht und den Platindraht A überzog. Die Glasseite der Kugel, die nach unten während des Erhitzens gewandt war, blieb frei von diesem Überzuge und daher völlig durchsichtig.

Die entstandene weiße Substanz war offenbar das von Moissan dargestellte und beschriebene Hydrid des Kaliums bzw. Natriums, analoge Verbindungen erhielten wir auch beim Rubidium und Cäsium. Das letztere Metall machte uns allerdings erhebliche Schwierigkeiten in der Behandlung, da es nur sehr schwer von dem Paraffinöl zu befreien ist, unter dem es von den Fabrikanten versandt wird. Cäsium ist schon bei 26,5° C flüssig und so kommt es, daß das Metall unter dem Öl sich bei hoher Zimmertemperatur leicht in eine schaumige Masse von Einzeltropfen auflöst, die nach dem Erstarren Öleinschlüsse enthält. Durch wiederholtes Auswaschen mit Benzin suchten wir das schwere Öl zu entfernen, brachten dann unter Benzin die Metallfragmente auf ein kleines Schiffchen aus Messingdrahtgeflecht, auf dem wir sie, noch feucht von Benzin, in das Röhrchen R einschoben, das dann sofort verschlossen wurde. Die Benzindämpfe sogen wir vor der Anschließung des Apparates an die Gädepumpe durch eine Wasserstrahlpumpe ab. Man muß sehr schnell operieren, da Cäsium im Kontakt mit der Luft sich entzündet und selbst unter dem Schutze von Benzin oxydiert wird. Aber auch bei aller Vorsicht bleiben leicht Spuren von Paraffinöl bei dem Metalle, die bei der Destillation Kohle abscheiden und so die Kugel und den Cäsiumbelag verunreinigen. Das beste Resultat erzielten wir dadurch, daß wir das wie beschrieben vorbereitete Metall in einer besonderen Operation im Vakuum in ein Glasröhrchen hineindestillierten, dieses öffneten und mit dem Metallinhalt in das Rohr R einführten. Erst dann wurde das Metall im Vakuum in die Kugel hinübergetrieben, sein Silberglanz blieb jetzt abgesehen von einem leichten Stich ins Gelbliche erhalten.

In der Regel gelang es bei einmaligem Erhitzen der Kugel, jede Spur von Metall zum Verschwinden zu bringen, waren hier und da noch glänzende Flächen vorhanden, so mußte der Prozeß wiederholt werden. Die entstandenen Produkte sehen einander sehr ähnlich, die deutlichsten Anzeichen von Kristallisation beobachteten wir bei den Hydriden des Kaliums und Rubidiums.

Zur Untersuchung ihres photoelektrischen Verhaltens wurde der Silberbelag mit der darauf niedergeschlagenen Schicht von Hydrid vermittels der Elektrode B an den negativen Pol einer Akkumulatorenbatterie von 40—80 Volt angeschlossen, von A führte ein Draht über ein d'Arsonvalsches Galvanometer von 10^{-9} Amp. Empfindlichkeit zu dem positiven Pole der Batterie. Im Gegensatz zu den blanken Alkalimetallen konnten wir an den so bereiteten Hydriden keinen photoelektrischen Effekt nachweisen, wenn wir sie mit starkem Licht (60kerzige Nernstlampe in 5 cm Entfernung) beleuchteten. Nach Öffnung des Hahnes H wurde der noch im Apparate vorhandene Wasserstoff entfernt, aber bei keinem, auch sehr geringem, Gasdruck ließ sich eine Elektronenemission bei Einwirkung sichtbaren Lichtes an den Hydriden wahrnehmen, selbst nicht für beschleunigende Kräfte bis 620 Volt. Ultraviolettes Licht haben wir nicht angewandt, da es uns ja nur darauf ankam, einen etwaigen Einfluß der Hydride auf das photoelektrische Verhalten der Alkalimetalle im sichtbaren Bereiche des Spektrums festzustellen.

Nun hat bekanntlich Goldstein[1]) gefunden, daß die Salze der Alkalimetalle, speziell die Halogenverbindungen, unter der Einwirkung von Kathodenstrahlen charakteristische Färbungen annehmen. Wir konnten schon vor längerer Zeit zeigen, daß diese gefärbten Substanzen gerade wie die freien Alkalimetalle im sichtbaren Lichte stark photoelektrisch empfindlich sind[2]) und hatten damals die inzwischen unabhängig von anderer Seite bestätigte[3]) Auffassung ausgesprochen, daß die Färbungen durch das in der Salzmasse gelöste freie Alkalimetall[4]) hervorgerufen würden.

Es lag nahe, das gleiche Verhalten gegenüber den Kathodenstrahlen auch bei den Hydriden vorauszusetzen. Zur Ausführung des Versuches wurde der Apparat möglichst leer gepumpt, die Elektrode B zur Erde abgeleitet und die Glaswand der Zelle gegenüber der Silberbelegung mit dem einen isolierten Poldraht eines kleinen Teslatransformators berührt, dessen anderer Pol geerdet war. Bei passender Regulierung des Betriebsstromes erreicht man leicht, daß von der berührten Stelle der Glaswand aus ein Bündel Kathodenstrahlen gegen das auf der Silberschicht abgelagerte Hydrid trifft, ohne daß die Entladung durch die Elektrode A in den Gasraum übergeht. Wir vermieden auf diese Weise die Zerstäubung

1) E. Goldstein, Wied. Ann. **54**, 371, 1895.
2) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **59**, 487, 1896.
3) H. Siedentopf, diese Zeitschr. **6**, 863, 1905 und Verh. d. D. Physik. Ges. **12**, 27, 1910.
4) l. c., S. 496.

Digitized by Google

des Elektrodendrahtes. Schon nach kurzer Einwirkung der Kathodenstrahlen bildet sich auf dem Kaliumhydrid eine blauviolette Färbung heraus, ähnlich, nur blasser ist sie bei der Rubidiumverbindung, Cäsiumhydrid färbt sich schwach grünlich, indem vielleicht die oben erwähnte gelbliche Oberflächenfarbe störend mitspielt, Natriumhydrid wird bräunlichgelb. In allen Fällen bemerkt man eine Zunahme der Gasdichte während der Einwirkung der Kathodenstrahlen, das entwickelte Gas erweist sich als Wasserstoff, es hat demnach eine Dissoziation stattgefunden. Nach Eintritt der Färbung zeigen sich sämtliche Hydride photoelektrisch wirksam im sichtbaren Lichte. Die genaue Analogie der erhaltenen Farben mit den in gleicher Weise erzeugten der Halogenverbindungen[1]) der Alkalimetalle läßt darauf schließen, daß wir es mit derselben Erscheinung zu tun haben, nämlich mit der Bildung von festen Lösungen der — wohl im kolloiden Zustande befindlichen — Alkalimetalle in der unzersetzten Substanz.

Bei den bislang beschriebenen Versuchen waren wir von den reinen Wasserstoffverbindungen ausgegangen und hatten diese erst nachträglich durch teilweise Reduktion mittels Kathodenstrahlen photoelektrisch empfindlich gemacht. Nun war nach den Erfahrungen Meys vorauszusetzen, daß die Hydride sich ebenfalls bildeten, wenn das freie Alkalimetall in einer Atmosphäre von Wasserstoff der Glimmentladung ausgesetzt würde. Wendete man es dabei in großem Überschusse an, so konnte man erwarten, besonders reiche gefärbte Lösungen zu erzielen.

Das Verfahren war dabei im ganzen nur wenig abzuändern: Die eingeführte Menge an Alkalimetall wurde etwa vervierfacht, die Erhitzung in der Wasserstoffatmosphäre zur Herstellung des Hydrides fiel weg, ebenso die Behandlung mit Kathodenstrahlen. Durch einseitiges Erhitzen der dem Silberbelage gegenüberliegenden Wand der Kugel K während der Destillation des Metalls hielten wir diese durchsichtig und schlugen jenes vorzugsweise auf der Silberfläche nieder. Dann wurde, wie früher bei geschlossenem Hahne H, der Apparat durch Erwärmen des Palladiumbleches mit Wasserstoff gefüllt. Der Gasdruck ließ sich nach Öffnen des Hahnes zur Pumpe so treffen, daß der Glimmstrom einer Akkumulatorenbatterie von 300—400 Volt, durch einen Widerstand von 3000 Ω eingeleitet, die Zelle passierte. Die mit dem Alkalimetalle überzogene Silberschicht macht man zweckmäßig zur Kathode, da die Entladung dann im Lichte schon bei geringerer Spannung einsetzt.

Es genügen wenige Sekunden der Entladung, um auf dem Kalium eine prachtvoll smalteblaue bis violette Farbe hervorzurufen, manche Partien erscheinen tief schwarzblau. Auch Rubidium färbt sich in derselben Art, nur etwas weniger tief, Natrium wird lederbraun, während Cäsium nur wenig bläulichgrün anläuft[1]). Bei längerer Einwirkung des Glimmstromes treten leicht schmutzige Farbentöne auf, vermutlich infolge der Zerstäubung der Platinelektrode A und der Zersetzung der Dämpfe von Kohlenwasserstoffen, die aus dem Hahnfett der Pumpe stammen.

Dieselben Färbungen, die der Glimmstrom den Metallen bei Gegenwart von Wasserstoff erteilt, ruft er auch an den reinen Hydriden hervor. Die sehr großen Mengen von Wasserstoff, die sich dabei entwickeln, zeigen eine weitgehende Zersetzung der Hydride an.

In allen Fällen ist aber zugleich mit der Färbung des Metalls eine beträchtliche Steigerung der Empfindlichkeit (auch gegenüber den größeren Wellenlängen) eingetreten, der photoelektrische Strom ist auf das Drei- bis Vierfache gestiegen, mag man an die Alkalimetallfläche ein beschleunigendes negatives Potential anlegen oder nicht. Um einen genauen Vergleich zu haben, wurde jede Zelle vor und nach der Färbung bis zu der äußersten durch die Gädepumpe erreichbaren Verdünnung ausgepumpt und jedesmal unter derselben Beleuchtung und derselben beschleunigenden Spannung an das Galvanometer angeschlossen. Da unmittelbar nach dem Einleiten des Glimmstromes Reste von statischen Ladungen an der Glaswand verblieben sein konnten, die vielleicht den photoelektrischen Strom beeinflußten, so wurde stets so lange gewartet, bis die Ausschläge des Galvanometers konstant waren. Die folgende Tabelle zeigt den Einfluß der Färbung aufs deutlichste. Allein die Zahlen der Horizontalreihen sind unter sich vergleichbar, da Tage zwischen den Messungen an den verschiedenen Metallen lagen und die

	Empfindlichkeit		Angelegtes Potential (Volt)	Verhältnis d. Empfindlichkeiten
	Vor der Färbung	Nach der Färbung		
Kalium . .	63	220	0,0	3,5
Natrium .	130	425	20,0	3,3
Rubidium	75	330	0,0	4,4
Cäsium . .	100	300	40,0	3,0

1) Wie das durch Kathodenstrahlen gelb gefärbte *Na Cl* beim Erhitzen seine Farbe zu Blau wechselt, so verhält sich auch das gelbe Hydrid gegen Temperaturerhöhung.

1) Die Farben am Kalium und Natrium wurden schon von K. Mey (l. c., S. 137) beobachtet.

Digitized by Google

Lichtquelle nicht in gleichem Abstande von den Zellen verblieb.

Um eine Vorstellung von dem absoluten Betrage der durch das Licht hervorgerufenen Stromintensitäten zu geben, bemerken wir, daß eine gefärbte Kaliumzelle ohne beschleunigendes Potential an das Galvanometer angeschlossen, im matten Sonnenlichte etwa 4.10^{-6} Amp. lieferte. Dieser Strom stellt die Differenz derjenigen Mengen negativer Elektrizität dar, die von dem Silberbelag der Zelle und dem Anodendrahte A ausgestrahlt werden, da ja beide von dem lichtempfindlichen Hydride bedeckt sind. Schützt man A allein vor dem Lichte, so nimmt die Stromstärke noch zu.

Obgleich uns die Gegenwart des Wasserstoffs als Bedingung für das Zustandekommen der lichtempfindlichen gefärbten Schichten zweifellos schien, haben wir doch noch den Versuch gemacht, dieses Gas durch Stickstoff zu ersetzen. In Fig. 2 stellt $A\,B$ das Rohr

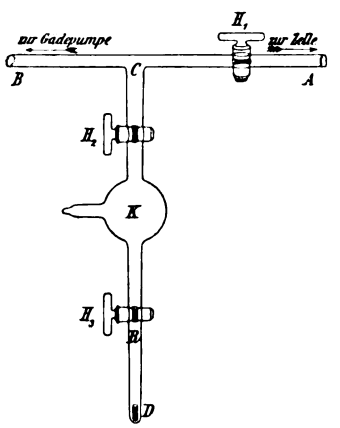


Fig. 2.

dar, das die Zelle mit der Pumpe verbindet, $C\,D$ ist ein Seitenrohr, das zur Herstellung und zum Einlassen des Stickstoffs dient. H_1, H_2, H_3 bezeichnen gut abgedichtete Hähne. Ist H_1 offen, H_2 geschlossen, so läßt sich die jenseits A liegende Zelle in der vorhin beschriebenen Weise mit einer Schicht von destilliertem Kalium auf Silber versehen. Ist dies geschehen, so wird H_1 geschlossen, H_2 geöffnet, während H_3 noch geschlossen bleibt. In die Kugel K war ein Stückchen Kaliummetall eingeführt; dies wird nun so lange erhitzt, bis es lebhaft verdampft und die Kugel mit einem spiegelnden Befluge überzieht. Alle dabei entwickelten Gase schafft die ununterbrochen arbeitende Pumpe fort. Hört alle Gasentbindung auf, so wird H_2 geschlossen und H_3 für einen Moment geöffnet. In dem Rohransatz R befand sich Luft und darin ein Stückchen trockenes Kaliumhydroxyd, das zur Absorption des Kohlendioxyds und des Wasserdampfes diente. Wir haben nun also, durch H_2 und H_3 abgeschlossen, verdünnte trockene Luft in der Kugel K. Erhitzen wir sie nun von neuem, so oxydiert sich das metallische Kalium auf Kosten ihres Sauerstoffgehaltes, und Stickstoff (abgesehen von den Gasen der Argongruppe) bleibt übrig. Mittels der Hähne H_2 und H_1 kann dieser in die Zelle geleitet werden. Nach diesem Verfahren stellten wir in der letzteren über dem metallischen Kalium eine Stickstoffatmosphäre her. Eine Trübung der Oberfläche unmittelbar nach dem Einströmen des Gases (wohl durch Spuren von Sauerstoff veranlaßt, die der Absorption durch das Kalium in K entgangen waren) ließ sich durch Umschmelzen und Sublimieren des Kaliums völlig beseitigen. Leiteten wir nun den Glimmstrom durch die Zelle, so trat weder die charakteristische Blauviolettfärbung des Metalls auf, noch zeigte sich jene Vermehrung der photoelektrischen Empfindlichkeit der Zelle, wie sie bei Gegenwart von Wasserstoff beobachtet wurde[1]).

Letzteres Gas hat also einen wesentlichen Anteil an der „Sensibilisierung" der photoelektrischen Alkalimetallzellen.

Wir stellen uns den Vorgang in der Weise vor, daß zunächst der Wasserstoff sich mit dem Alkalimetall zu Hydrid vereinigt, in der so entstandenen Oberflächenschicht löst sich das Metall in kolloider Form mit intensiver Farbe auf. Der Wasserstoffgehalt dieser Lösung ist demnach geringer, als es der Zusammensetzung des farblosen Hydrids entspricht, ja vielleicht kann er beliebig klein werden, so daß die farbigen Schichten nahezu reines kolloides Alkalimetall darstellen, das vermöge seiner beträchtlichen Lichtabsorption besonders reichlich Elektronen bei Bestrahlung aussendet.

Bemerkenswert ist die Unbeständigkeit dieser farbigen Substanzen, die unmittelbar nach ihrer Herstellung oft innerhalb weniger Minuten ihr Aussehen wechseln, indem ein Umschlagen des Tones nach matteren Farben eintritt. Erhitzung und Bestrahlung mit kräftigen Kathodenstrahlen wirkt in demselben Sinne, dabei steigt der Gasdruck in den Zellen und ihre Empfindlichkeit nimmt ab, kann aber durch Entfernen des entwickelten Gases wenigstens teilweise regeneriert werden.

Wir hoffen, auf die Bedingungen d' Veränderlichkeit noch zurückzukomme'

1) Eine schwache Grünfärbung wurde ' bemerkt, die vielleicht auf die Bildung vor zurückzuführen ist. Diese Verbindung ist au l. c. S. 136 auf gleichem Wege erhalten

Digitized by Google

Die Ergebnisse der Untersuchung lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

1. Die Hydride der Alkalimetalle *K, Na, Rb, Cs* werden ähnlich wie ihre Salze durch Kathodenstrahlen gefärbt.

2. Sie sind in diesem Zustande photoelektrisch empfindlich im sichtbaren Spektralbereich.

3. Auf reinen Flächen der Alkalimetalle lassen sich bei Gegenwart verdünnten Wasserstoffs farbige Schichten derselben Art durch Einleitung einer Glimmentladung hervorrufen.

4. Hierdurch steigt die Zahl der von den Metallen bei gleicher Beleuchtung emittierten Elektronen auf das Drei- bis Vierfache.

Wir bemerken schließlich mit dem Ausdrucke unseres Dankes, daß die bei diesen Untersuchungen benutzte Gädepumpe aus Mitteln beschafft ist, die uns aus der Jagorstiftung in Berlin überwiesen waren.

(Eingegangen 7. März 1910.)

Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie.

Teil II[1]).

Von Heinrich Willy Schmidt.

IV. Mischungsregel bei Verbindungen.

Für den Durchgang homogener β-Strahlen durch eine bestimmte Substanz kommen zwei Konstanten in Betracht, der „wahre Absorptionskoeffizient" α und der „Reflexionskoeffizient" β (Koeffizient der diffusen Streuung). α und β lassen sich nicht direkt ermitteln, sind aber mit den experimentell bestimmbaren Größen $1/\mu$, der „Durchdringungsfähigkeit", und p, der „maximalen reflektierten Strahlungsenergie", durch die Gleichungen verknüpft:

$$\frac{\mu}{D} = \sqrt{\frac{\alpha}{D}\left(\frac{\alpha}{D} + \frac{2\beta}{D}\right)} \qquad (8')$$

$$p = \frac{1}{\beta}\left[\alpha + \beta - \sqrt{\alpha(\alpha + 2\beta)}\right] \qquad (9')$$

(D Dichte der durchstrahlten Substanz).

Versuche mit festen Elementen haben ergeben, daß α und β in sehr einfacher Weise mit dem Atomgewicht A und der Dichte D der durchstrahlten Substanz in Zusammenhang stehen. Es ist nämlich:

$$\alpha = c_1 \frac{D}{\sqrt[3]{A}}; \quad \beta = c_2 A \cdot D, \qquad (7)$$

wo c_1 und c_2 zwei universelle, nur von der betreffenden Strahlenart abhängige Konstanten sind. Setzt man α und β aus (7) in (8') und (9') ein, so kommt man zu Formeln, in denen μD und p lediglich als Funktionen des Atomgewichts der durchstrahlten Substanz dargestellt sind [vgl. I, Gl. (8) und (9)].

Da

$$D = A \cdot N$$

(N Anzahl der Atome in ccm), so wird aus (7)[1]):

$$\alpha = c_1 \cdot N \sqrt[3]{A^2} \qquad (12)$$

$$\beta = c_2 \cdot N A^2. \qquad (13)$$

Unter der Annahme, daß die verschiedenen Elemente aus demselben Grundstoff aufgebaut sind und sich nur durch die Größe ihrer Atome unterscheiden, ist

$$A \backsim 4/3 \cdot \pi \cdot r^3$$

(r Radius des Atoms). Gl. (12) sagt also aus, daß der wahre Absorptionskoeffizient α proportional ist der Querschnittssumme der Atome, während die Gl. (13) in ihrer ursprünglichen Form (7) bedeutet, daß der Reflexionskoeffizient β einmal proportional ist D, d. h. dem von den Atomen wirklich eingenommenen Raum, und dann proportional A, d. h. der Anzahl der an dem Atom festsitzenden Elektronen. (J. J. Thomson.)

Es ist möglich, die Konstanten c_1 und c_2 zu berechnen, wenn man μ/D und p für eine einzige Substanz oder μ/D für zwei Substanzen von verschiedenem Atomgewicht bestimmt hat, vgl. I, Gl. (10) und (11). Eine derartige Rechnung ist früher durchgeführt unter Zugrundelegung der Werte $\mu/D = 4{,}7$ für *Al* und $\mu/D = 7{,}9$ für *Pb*. Dann wird $c_1 = 7{,}66$ und $c_2 = 0{,}113$, und für die Abhängigkeit der Größen μ/D und p erhält man Kurven, die in Fig. 11 eingezeichnet sind (vgl. auch I, Fig. 8).

Wir wollen an dieser Stelle nicht auf die Abweichung der berechneten p-Werte von den gefundenen eingehen: sie erklärt sich durch vorläufig noch nicht vermiedene Mängel der Versuchsanordnung. Dagegen ist aus Fig. 11 ohne weiteres zu ersehen, daß — mit alleiniger Ausnahme von *Ni* — die Übereinstimmung der berechneten und gefundenen μ/D-Werte vorzüglich ist. Freilich hat sich experimentell bisher nicht prüfen lassen, ob der eigentümliche Anstieg der

1) Teil I s. diese Zeitschr. 10, 929—948, 1909, fortan zitiert: I. Abschnitte, Formeln und Figuren sind im Anschluß an I fortlaufend numeriert.

1) Ist D, wie gewöhnlich, im C.G.S.-System ausgedrückt, also in gr/cm^{-3}, und A das Relativgewicht des Atoms in bezug auf Sauerstoff = 16,00, so ist N die Anzahl der „Grammatome" in ccm. Dabei bedeutet Grammatom in Analogie mit Grammolekel die Gewichtsmenge der Substanz, die numerisch gleich seinem Atomgewichte ist. Wenn wir in dieser Arbeit von Anzahl der Atome sprechen, so meinen wir bei der gewählten Größe der Konstanten c_1 und c_2 genauer „Anzahl der Grammatome". Ob wir sagen: proportional der Anzahl der „Grammatome" oder „Atome" ist natürlich gleichgültig, da in jedem Grammatom gleichviel Atome sind.

Digitized by Google

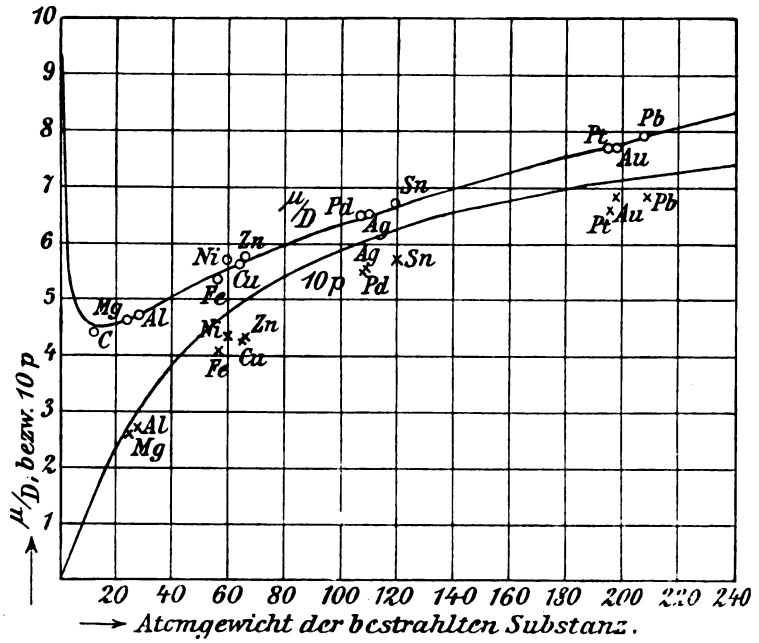


Fig. 11.

μ/D-Kurve für Substanzen mit kleinem Atomgewicht wirklich statthat. Wohl ließ sich nachweisen, daß H_2 eine abnorm hohe spezifische Ionisation zeigt und daß bei Proportionalität zwischen Ionisation und Absorption diese hohe Ionisation nach unseren theoretischen Überlegungen zahlenmäßig zu erwarten ist. Direkte Versuche über die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen durch Elemente von niedrigem Atomgewicht (< 10) konnten aber bisher nicht ausgeführt werden, da es nicht möglich war, dünne gleichmäßige Schichten der in Frage kommenden Elemente zu erhalten. Auf jeden Fall erscheint es deshalb sehr erwünscht, wenigstens durch direkte Versuche an Verbindungen zu zeigen, daß tatsächlich für Substanzen von niedrigem Atomgewicht die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen besonders klein ist.

Nun kennen wir aber eine außerordentlich große Anzahl chemischer Verbindungen, die eins der Elemente mit kleinem Atomgewicht enthalten, und die, wie vor allem viele Kohlenwasserstoffverbindungen, bei gewöhnlicher Temperatur flüssig sind und sich deshalb ohne große Schwierigkeiten in dünnen gleichmäßigen Schichten untersuchen lassen. Es fragt sich nun zunächst, ob bei solchen Verbindungen z. B. das H-Atom auf die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen von Einfluß ist und ob sich weiterhin überhaupt die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen für irgendeine Verbindung bekannter chemischer Zusammensetzung genau so aus den Konstanten c_1 und c_2 und aus dem Atomgewicht der das Molekül bildenden Elemente berechnen läßt, wie bei einfachen Substanzen.

Um zu einer Mischungsregel für zusammengesetzte Substanzen zu kommen, gehen wir auf die Gl. (12) und (13) zurück. Diese Gleichungen sagen aus, daß wir den wahren Absorptionskoeffizienten α und den Reflexionskoeffizienten β einer bestimmten Substanz bekommen, wenn wir jedes Atom vom Atomgewicht A mit $c_1 \cdot \sqrt[3]{A^2}$ bezw. $c_2 \cdot A^2$ multiplizieren und alle Atome dann addieren. Dieses Additionsgesetz soll auch für Verbindungen gelten. Wenn wir also eine Substanz von der chemischen Zusammensetzung

$$X_a Y_b Z_c \ldots$$

haben, so wird:

$$\alpha = c_1 \cdot N \cdot (a\sqrt[3]{A_x^2} + b\sqrt[3]{A_y^2} + c\sqrt[3]{A_z^2} + \cdots) \quad (12a)$$

und

$$\beta = c_2 \cdot N \cdot (aA_x^2 + bA_y^2 + c \cdot A_z^2 + \cdots), \quad (13a)$$

wo A_x, A_y, A_z das Atomgewicht des Elementes X, Y, Z bedeutet und N die Anzahl der Moleküle der Verbindung $X_a Y_b Z_c \ldots$ im ccm, aN, bN, cN also die Anzahl der Atome der einzelnen Elemente X, Y, Z im ccm. Wir ersetzen N in (12a) und (13a) durch:

$$N = D/M,$$

wo D die Dichte und M das Molekulargewicht der Verbindung $X_a Y_b Z_c \ldots$ bedeutet und erhalten:

$$\frac{\alpha}{D} = \frac{c_1}{M} \cdot (a\sqrt[3]{A_x^2} + b\sqrt[3]{A_y^2} + c\sqrt[3]{A_z^2} + \cdots) \quad (12b)$$

und

Digitized by Google

$$\frac{\beta}{D} = \frac{c_2}{M}\cdot(aA_x^2 + bA_y^2 + cA_z^2 + \cdots). \qquad (13b)$$

Setzen wir diese Größen in (8′) und (9′) ein, so wird:

$$\frac{\mu}{D} = \frac{\beta}{D}\sqrt{u^2-1} \qquad (14)$$

$$p = u - \sqrt{u^2-1}, \qquad (15)$$

wo

$$u = 1 + \frac{\alpha}{\beta} = 1 + \frac{c_1}{c_2}\frac{(a\sqrt[3]{A_x^2} + b\sqrt[3]{A_y^2} + c\sqrt[3]{A_z^2} + \cdots)}{(aA_x^2 + bA_y^2 + cA_z^2 + \cdots)}$$

bedeutet und für $\frac{\beta}{D}$ der aus (13b) folgende Wert zu nehmen ist.

Aus den eben abgeleiteten Gleichungen ist ohne weiteres zu ersehen, daß μ/D und p außer von den universellen Konstanten c_1 und c_2 nur vom Atomgewicht der das Molekül bildenden Atome abhängen. Andere physikalische Größen gehen in die Gl. (14) und (15) nicht ein; denn das Molekulargewicht einer Substanz können wir stets als Summe der einzelnen Atomgewichte auffassen.

Die Gl. (14) und (15) ermöglichen uns also, für jede Verbindung von bekannter chemischer Zusammensetzung die Größen μ/D und p zu berechnen.

Wir wollen uns die Bedeutung der beiden Gleichungen an einem Beispiele klar machen und zwar wollen wir μ/D und p für Wasser $= H_2O$ berechnen.

Wir setzen also:

$c_1 = 7{,}66$; $c_2 = 0{,}113$; $A_x = 1$; $A_y = 16$;
$a = 2$; $b = 1$; $\sqrt[3]{A_x^2} = 1$; $\sqrt[3]{A_y^2} = 6{,}35$;
$A_x^2 = 1$; $A_y^2 = 256$;

dann wird:

$$u = 1 + \frac{7{,}66}{0{,}113}\frac{2+6{,}35}{2+256} = 3{,}194$$

$$\sqrt{u^2-1} = 3{,}035$$

$$\frac{\beta}{D} = \frac{0{,}113}{18}(2+256) = 1{,}619$$

$$\frac{\mu}{D} = 1{,}619 \times 3{,}035 = 4{,}91\ \mathrm{cm^2/gr^{-1}}$$

$$p = 3{,}194 - 3{,}035 = 0{,}159.$$

V. Apparatbeschreibung.

Zur experimentellen Ermittlung der Größe μ/D ist es nötig, die von Schichten wechselnder Dicke hindurchgelassene Strahlung zu messen. Um die Dicke der Flüssigkeiten in einfacher Weise verändern zu können und dabei doch sicher zu sein, daß jede Schicht von parallelen Wänden begrenzt bleibt, wurde der in Fig. 12 abgebildete Apparat ausgeführt.

Auf die Außenwand eines hohlen Messingstempels S von 5 mm Wandstärke und 14 mm lichter Weite war ein Schraubengewinde von 14 mm Länge und 1,00 mm Ganghöhe eingelassen. Dieses Gewinde paßte gut in eine Messingmutter M hinein, die unten mit einer Messingplatte von 1 mm Dicke zugelötet war. Die Messingplatte war in Verlängerung der Stempelhöhlung durchbohrt. Auf das entstandene Loch wurde von oben, gerade so wie auf den Messingstempel von unten, ein Deckgläschen G vermittelst Syndetikon aufgeklebt. — In der Wand des inneren Zylinders befanden sich parallel der Achse verschiedene Löcher LL, damit beim Hineinschrauben des Stempels die verdrängte Flüssigkeit entweichen konnte. Am Stempel war noch ein Zeiger Z angebracht, der über eine längs der ganzen Außenwand des

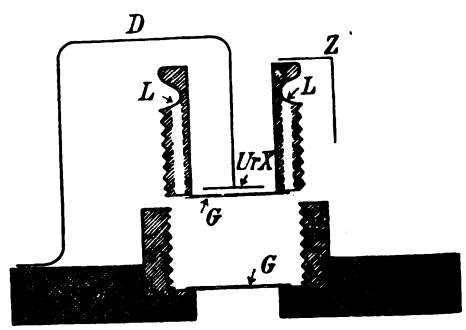


Fig. 12.

äußeren Messingzylinders M hinlaufende Einteilung spielte und eine genaue Einstellung auf etwa 0,01 mm Schichtdicke ermöglichte. — Der äußere Messingzylinder paßte stramm in eine zentral durchbohrte Bleiplatte Pb von 10 mm Dicke, die unten mit Al-Folie beklebt war und auf den Zerstreuungszylinder eines Blattelektrometers gelegt wurde.

Als Strahlungsquelle wurde $Ur\,X$ benutzt. Das Präparat wog etwa 3 mg und enthielt anfänglich eine Ur-X-Menge, die im Gleichgewichtszustande etwa 500 g Urannitrat entsprach[1]). Es wurde in dünnes Papier eingewickelt und mit

1) Über die Herstellung starker Ur-X-Präparate hoffe ich in Kürze berichten zu können. Das benutzte Präparat war mir übrigens mehr durch Zufall geglückt. Ich hatte $Ur\,X$ mit Eisenhydroxyd abgeschieden, es wieder in salzsaure Lösung gebracht, mit Barium zusammen als Sulfat gefällt und in Karbonat verwandelt. Nach Waschen mit Wasser und Ausziehen des aktiven Rückstandes mit Salzsäure blieb auf dem Filter ein kaum sichtbarer Niederschlag zurück, der nach Einäschern des Filters etwa 3 mg wog. Der größere Teil der aktiven Materie — ich arbeitete mit $Ur\,X$ aus etwa 1,5 kg Urannitrat — war freilich in die salzsaure Lösung gegangen.

Digitized by Google

etwas Klebewachs am Ende eines Π-förmig gebogenen *Al*-Drahtes *D* angebracht. Dieser Draht wurde auf der oben erwähnten Bleiplatte befestigt und hielt während eines Versuches das Präparat innerhalb des Messingstempels in konstanter Entfernung von dem Elektroskop.

VI. Beobachtungen an festen Substanzen.

Zunächst mußte geprüft werden, wie durch die eben beschriebene Anordnung die Kurven für die durch feste Materie hindurchgelassene Strahlung beeinflußt wurden, wenn sich die feste Materie in Form dünner Platten innerhalb des eben beschriebenen Apparates befand. Denn diese Kurven sind in weitem Maße abhängig von der gewählten Versuchsanordnung (vgl. z. B. I, Fig. 4).

Einmal ist hier die Lage des Präparates zu der durchstrahlten Materie und dem Ionisationsgefäß von Bedeutung. Dann aber, und das ist vor allem zu berücksichtigen, macht es für die Steilheit der Kurven für die hindurchgelassene Strahlung etwas aus, wie das ursprüngliche Strahlenbündel zusammengesetzt ist. Selbst wenn man mit einer radioaktiven Substanz arbeitet, die homogene β-Strahlen[1]) aussendet, so werden doch in den meisten Fällen an die zu untersuchenden Schichten Strahlen herankommen, die vorher durch andersartige Materie hindurchgegangen oder von ihr reflektiert sind. Diese Strahlen haben einen Geschwindigkeitsverlust erlitten und sind weniger durchdringend als die unbeeinflußten Strahlen. Infolgedessen wird die Durchdringungsfähigkeit des gesamten Strahlenbündels durch das Hinzukommen weicherer Strahlen verringert werden.

In meinen früheren Versuchen hatte ich die zu untersuchenden Platten mit einer sehr dünnen radioaktiven Schicht bedeckt und dadurch störende Reflexionen und Absorptionen nach Möglichkeit beseitigt. Bei der jetzt gewählten Versuchsanordnung sind solche Störungen nicht zu vermeiden. Denn einmal müssen die β-Teilchen die dünnen Deckgläschen vor und nach dem Durchgang durch die zu prüfende Substanz durchsetzen. Dann gelangen Strahlen zur Beobachtung, die vorher im Innern des Messingtubus reflektiert sind. Wir können also nicht erwarten, daß die mit den beiden Versuchsanordnungen gefundenen Kurven völlig übereinstimmen.

Um einen Vergleich mit den früher untersuchten Metallblechen zu bekommen, wurden aus ihnen kreisrunde Platten von 2,30 cm Durchmesser herausgeschnitten, die gerade in die innere Höhlung der Messingmutter *M* (vgl. Fig. 12) hineinpaßten. Bei diesen Versuchen wurde das Präparat entweder an dem Drahte *D* befestigt, wie das oben beschrieben ist, oder es wurde auf den durch das Deckglas gebildeten Boden des drehbaren Messingstempels *S* gelegt. Dieser blieb dann während des ganzen Beobachtungssatzes auf die gleiche Entfernung eingestellt und hielt das Präparat deshalb stets an derselben Stelle relativ zum Elektroskop.

Die Dicken der Platten, oder worauf es bei unseren Versuchen hier ankommt, das Gewicht der Flächeneinheit, wurde durch Wägung und Ausmessung bestimmt. Und zwar war es nötig, jedes einzelne Scheibchen besonders zu wiegen. Nahm man nämlich ein scheinbar gleichmäßiges Blech, bestimmte dessen Dicke im ganzen, schnitt dann die Scheibchen heraus und bestimmte wieder durch Wägung deren Dicke, so wichen die auf beide Weisen festgestellten Blechdicken oft bis zu 5 Proz. voneinander ab. Es liegt dies an Unregelmäßigkeiten in der Dicke der ausgewalzten Schichten, die sich um so mehr bemerkbar machen, je dünner die Bleche sind. Manchmal wich selbst die Durchschnittsdicke der herausgeschnittenen Scheibchen von der Durchschnittsdicke des ursprünglichen Bleches erheblich ab, weil gerade die beim Zerschneiden abfallenden Randteile des Bleches besonders große Unregelmäßigkeiten aufwiesen.

Betont darf wohl noch werden, daß eine einzelne Kurve um so regelmäßiger ausfiel, je kleiner die benutzten Bleche waren. Denn bei kleinen Blechen werden die Abweichungen von der mittleren Dicke natürlich geringer sein als bei großen. Überhaupt sind in vielen Beziehungen die kleinen Scheibchen den verhältnismäßig großen Blechen vorzuziehen, namentlich wenn es sich um sprödes oder wertvolles Material handelt.

Die mit dem in Fig. 12 abgebildeten Apparat gefundenen Resultate für Metalle sind in Fig. 13 eingezeichnet. Als Abszisse ist wieder, wie in ähnlichen Figuren der früheren Arbeiten (vgl. z. B. I, Fig. 4—6), das Gewicht der Flächeneinheit der durchstrahlten Materie, als Ordinate der Logarithmus der Strahlungsintensität eingetragen. Das Gewicht der durchstrahlten Materie

1) Es soll hier nicht auf die kürzlich von W. Wilson, Proc. Roy. Soc. A. **82**, 612, 1909, angeschnittene Frage eingegangen werden, ob β-Strahlen von *Ur X* wirklich homogen sind, d. h. im Moment ihrer Entstehung sämtlich die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Wilson bestreitet das nämlich auf Grund von Versuchen, die er mit magnetisch zerlegten β-Strahlen von Radium gemacht hat. Gegen die Beweiskräftigkeit der Wilsonschen Versuche haben sich bereits O. Hahn und L. Meitner gewandt, diese Zeitschr. **10**, 948, 1909. — Ich selbst gedenke in die Diskussion erst dann einzugreifen, wenn photographische Versuche über die magnetische Ablenkbarkeit von *Ur-X*-Strahlen abgeschlossen sind. Aus vorläufigen Versuchen dieser Art geht freilich hervor, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen von *Ur X* im Moment ihrer Entstehung konstant ist oder wenigstens nur in sehr engen Grenzen schwankt.

Digitized by Google

setzt sich zusammen aus dem konstanten Gewicht der beiden Deckgläschen (= 0,050 gr/cm^{-2}) und dem wechselnden Gewicht der untersuchten Substanz.

kleiner das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ist.

Das steht in völliger Übereinstimmung mit den Resultaten, die im Teil I für den Durch-

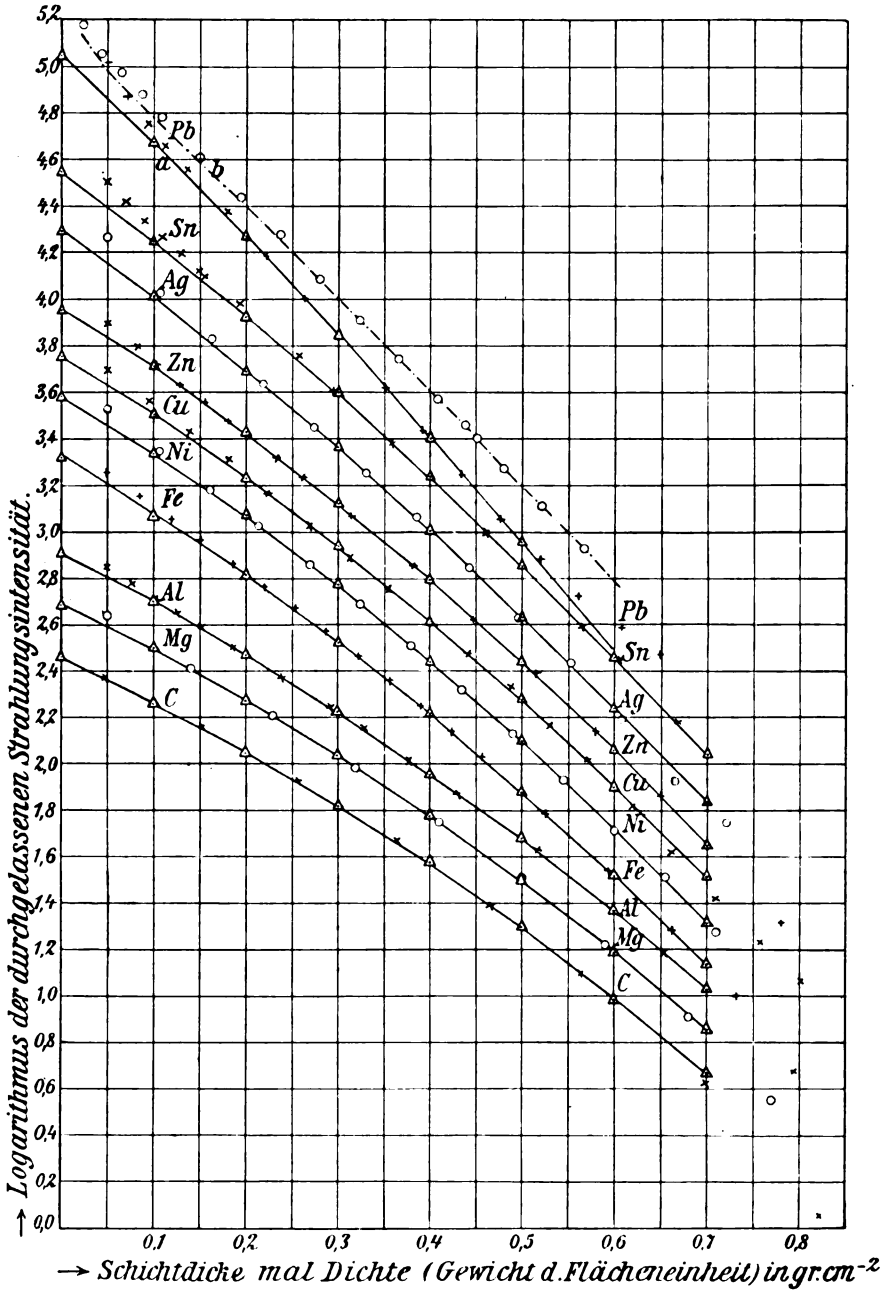


Fig. 13.

Wie wir aus Fig. 13 erkennen, sind die Kurven um so steiler gegen die Abszissenachse geneigt, je größer das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ist. Jede einzelne Kurve ist konkav gegen die Abszissenachse gekrümmt; und zwar ist die Krümmung um so stärker, je

gang der *Ur-X*-Strahlen durch größere Bleche (8 × 8 cm) gefunden sind. Bei näherer Vergleichung zweier mit den beiden Versuchsanordnungen bestimmten Kurven ein und derselben Substanz sind freilich quantitative Unterschiede zu erkennen. Wir finden nämlich, daß

Digitized by Google

bei den Versuchen mit den Scheibchen (Fig. 13) die Kurven für die Substanzen mit niedrigem Atomgewicht (< 30) etwas flacher, die Kurven mit hohem Atomgewicht (*Pb*) steiler und die Kurven von mittlerem Atomgewicht (50 bis 120) fast genau so verlaufen, wie die nach der ursprünglichen Methode aufgenommenen Kurven (vgl. I, Fig. 5 und 6).

Am besten werden uns diese Unterschiede klar werden, wenn wir die in Fig. 13 eingezeichneten Kurven durch eine Gleichung von der Form:

$$J_{xD} = J_0 \cdot e^{-\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 xD - \nu (xD)^2} \qquad (5)$$

darzustellen suchen, wie wir dies in Teil I bei den Kurven der Fig. 5 und 6 getan haben. In Gl. (5) bedeutet J_{xD} bezw. J_0 die beim Gewicht der Flächeneinheit xD bezw. o gemessene Strahlungsintensität, e die Basis der natürlichen Logarithmen, $(\mu/D)_0$ und ν zwei der durchstrahlten Substanz charakteristische Konstante. Und zwar ist $(\mu/D)_0$ der reziproke auf die Masseneinheit bezogene Wert der Durchdringungsfähigkeit der unbeeinflußten homogenen β-Strahlen, also die Größe, auf deren zahlenmäßige Ermittlung es uns bei diesen Untersuchungen besonders ankommt.

Die nach den beiden Versuchsanordnungen gefundenen Werte sind in Tab. VI zusammengefaßt. In Fig. 13 sind die berechneten Kurvenpunkte genau so wie in den Fig. 5 und 6, durch △ △ angedeutet.

Tabelle VI

	Atomgewicht	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ I. beob.	ber.	II. beob.	ν I.	II.
C	12,0	4,4	4,52	4,0	2,5	2,6
Mg	24,3	4,6	4,63	4,2	2,8	2,6
Al	27,1	4,7	4,70	4,5	2,5	2,4
Fe	55,9	5,35	5,41	5,3	2,5	2,7
Ni	58,7	5,7	5,48	5,5	2,7	2,8
Cu	63,6	5,6	5,60	5,45	2,5	2,7
Zn	65,4	5,7	5,63	5,6	2,5	2,8
Ag	107,9	6,5	6,48	6,5	2,0	2,3
Sn	119,0	6,7	6,66	6,6	2,1	2,3
Pb	207,1	7,9	7,90	8,5	1,7	2,4

Aus Fig. 13 erkennen wir zunächst, daß die Übereinstimmung der berechneten und experimentell bestimmten Kurvenpunkte sehr gut ist. Auf die Abweichungen im anfänglichen Verlauf der Kurven ist ja ausführlich im Teil I, S. 940, hingewiesen.

Wenn wir uns jetzt zu Tab. VI wenden, so sehen wir, daß die Abweichungen der mit den kleinen Scheibchen gefundenen Werte von den berechneten für die Substanzen vom Atomgewicht 50 bis 120 innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der Beobachtung liegt. Unter berechneten Werten sind dabei die nach I, Gl. (8), ausgewerteten Zahlen verstanden, die unter der Voraussetzung erhalten sind, daß $(\mu/D)_0 = 4{,}7$ für *Al* und $(\mu/D)_0 = 7{,}9$ für *Pb* ist. Wenn die nach Methode II gefundenen Werte bei Substanzen mit kleinem Atomgewicht kleiner sind als die berechneten, so mag das daran liegen, daß die Strahlen vor und nach ihrem Durchgang durch die zu untersuchende Materie die Deckgläschen durchsetzen müssen (vgl. I, Fig. 3), und daß außerdem die in schräger Richtung hindurchgehenden Strahlen durch die Messingteile des in Fig. 12 beschriebenen Apparates abgeblendet werden. Es kommen also in den Ionisationsraum vor allem Strahlen, die das untersuchte Metall senkrecht zu seinen Begrenzungsflächen durchfliegen. Und diese „Parallelstrahlen" haben, wie aus I, Fig. 4, hervorgeht, ein größeres Durchdringungsvermögen, d. h. ein kleineres $(\mu/D)_0$, als Strahlen gleichmäßiger Verteilung. — Wenn auf der anderen Seite beim hochatomigen Blei $(\mu/D)_0$ größer ist als der berechnete Wert, so ist hierfür das hohe Reflexionsvermögen des Bleis verantwortlich zu machen. Denn hierdurch wird der Prozentsatz der durch Reflexion zwischen Blei und Messing in das Ionisationsgefäß gelangenden Strahlen erhöht und dadurch das durchschnittliche Durchdringungsvermögen des zur Messung gelangenden Strahlenbündels herabgesetzt, d. h. $(\mu/D)_0$ erhöht.

Übrigens ist bereits die dünne Papierhülle, in der sich das *Ur-X*-Präparat befindet, von Einfluß auf die Durchdringungsfähigkeit des zur Messung gelangenden Strahlenbündels. Wir erkennen das an der *Pb*-Kurve „*b*" der Fig. 13. Diese Kurve ist nach der früheren Methode erhalten, indem das in Papier eingewickelte Präparat direkt auf große, die ganze Öffnung des Ionisationszylinders bedeckenden Bleifolien gelegt wurde. Die gefundenen Punkte sind durch Kreise angedeutet. Die gestrichelte Kurve stellt einen Versuch von ganz derselben Anordnung dar, nur daß als strahlende Materie eine ganz dünne Schicht unbedeckter aktiver Materie benutzt wurde (vgl. I, Fig. 6a, *Pb*-Kurve). Wir erkennen, daß die durch Kreise angedeutete Kurve ein wenig steiler ist als die gestrichelte: ein Beweis, daß die durchschnittliche Durchdringungsfähigkeit des *Ur-X*-Bündels durch die dünne Papierschicht etwas vermindert wurde.

Die Werte ν unterscheiden sich nur wenig in den beiden Versuchsanordnungen. Die Unterschiede sind z. B. viel geringer, als bei den I, Fig. 5, beschriebenen Versuchen, wo sich die beiden Versuchsreihen *a* und *b* nur dadurch unterscheiden, daß einmal die absorbierende

Digitized by Google

Schicht unbedeckt, dann mit einer Metallplatte bedeckt war.

Auf jeden Fall lassen sich die Unterschiede zwischen den nach den beiden Methoden gefundenen Werten für $(\mu/D)_0$ und ν zwanglos erklären, wenn man berücksichtigt, daß für die Durchdringungsfähigkeit einer bestimmten β-Strahlenart und für die Veränderung der Durchdringungsfähigkeit beim Durchgang durch Materie einmal die Strahlenverteilung und dann die Zusammensetzung des Strahlenbündels von Bedeutung ist. Übrigens sind die Unterschiede für Substanzen vom Atomgewicht 30 bis 150 sehr gering. Und gerade mit Substanzen von diesem Atomgewichte, oder vielmehr mit Substanzen, deren Durchlässigkeit für β-Strahlen einem derartigen Atomgewichte entspricht, wollen wir uns in dem folgenden Abschnitt beschäftigen.

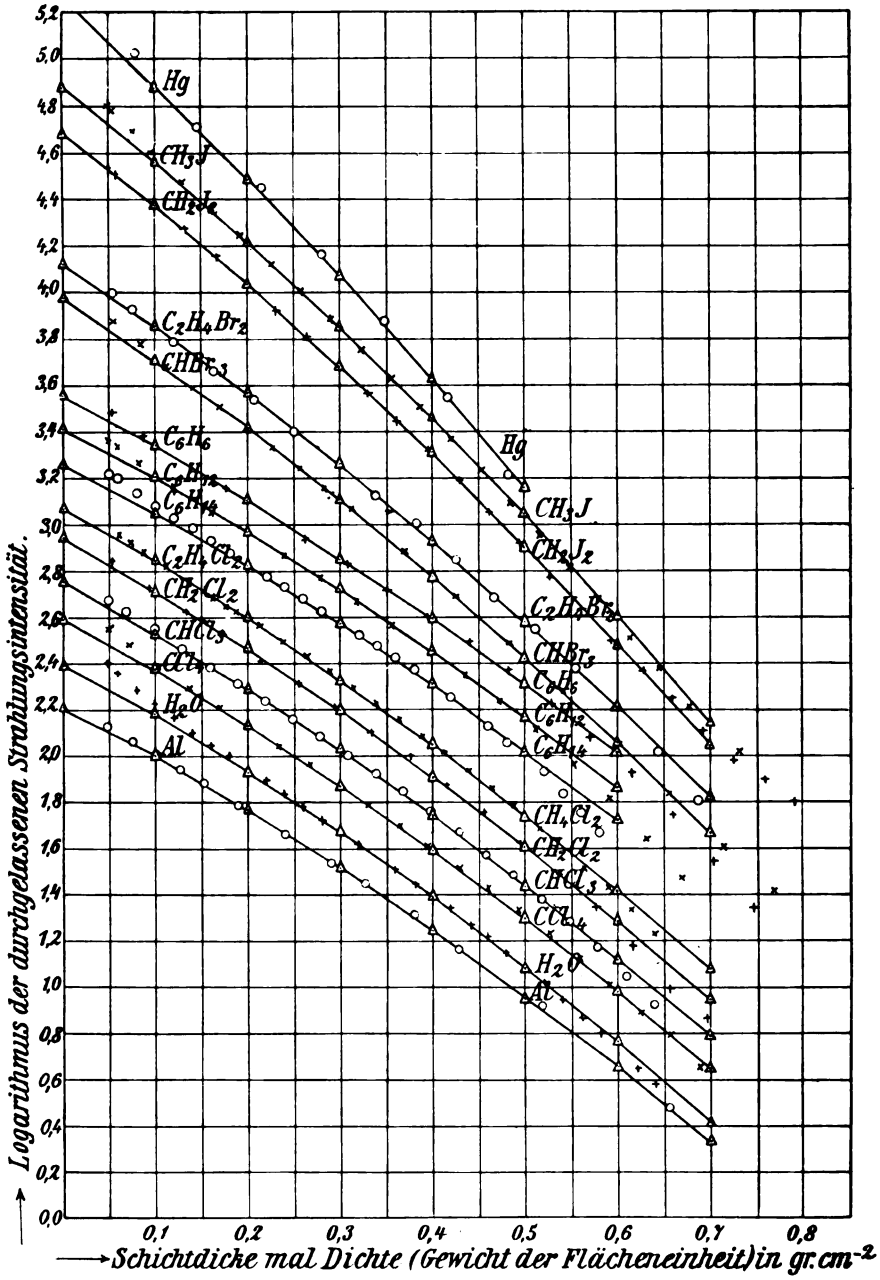


Fig. 14.

Digitized by Google

VII. Beobachtungen an Flüssigkeiten[1]).

In den äußeren Tubus M des in Fig. 12 abgebildeten Apparats wurde soviel Flüssigkeit eingefüllt, daß das Gewicht der Flächeneinheit etwa 0,7 gr. cm^{-2} betrug. Dann wurde der innere Tubus S eingeschraubt und beim Einschrauben sorgfältig darauf geachtet, daß keine Luftblase über der Flüssigkeit stehen blieb, sondern die gesamte Luft durch die Steigröhren $L\,L$ hinausgetrieben wurde. Jetzt wurde eine Ablesung gemacht, dann der innere Tubus ein Stück eingeschraubt, abgelesen, und so fort, bis alle Flüssigkeit verdrängt war und Deckglas auf Deckglas lag[2]).

Die Versuche sind in Fig. 14 und Tabelle VII zusammengefaßt. Die berechneten $(\mu/D)_0$-Werte sind wie in Tabelle VI unter Zugrundelegung der Werte $(\mu/D)_0 = 4{,}7$ für Al und 7,9 für Pb nach Gl. (14) ausgewertet. In Fig. 14 sind die berechneten Kurvenpunkte wieder durch △△ angedeutet.

Tabelle VII.

Substanz	Chemische Formel	Dichte und Beobachtungstemperatur	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ ber.	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beob.	ν beob.
Wasser	H_2O	1,00 bei 18°	4,91	4,90	2,3
Benzol	C_6H_6	0,880 „ 18°	4,83	4,83	1,8
Cyklohexan (Hexamethylen)	C_6H_{12}	0,782 „ 17°	4,99	4,75	2,0
Hexan (aus Propyljodid)	C_6H_{14}	0,663 „ 17°	5,08	4,75	2,0
Tetrachlorkohlenstoff	CCl_4	1,662 „ 16°	4,93	4,93	2,1
Chloroform . .	$CHCl_3$	1,500 „ 16°	4,95	4,95	2,2
Methylenchlorid	CH_2Cl_2	1,34 „ 16°	5,03	5,03	2,2
Äthylenchlorid.	$C_2H_4Cl_2$	1,252 „ 20°	5,07	5,03	2,2
Bromoform . . .	$CHBr_3$	2,86 „ 18°	5,96	5,96	2,3
Äthylenbromid.	$C_2H_4Br_2$	2,178 „ 20°	6,09	5,96	2,3
Methylenjodid .	CH_2J_2	3,324 „ 16°	6,92	6,92	2,5
Methyljodid . .	CH_3J	2,15 „ 16°	7,08	7,07	2,7
Quecksilber . .	Hg	13,55 „ 18°	7,80	8,50	2,4

Die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten ist im allgemeinen ganz vorzüglich. Unsere Resultate bestätigen also völlig die Richtigkeit der zugrundegelegten theoretischen Überlegungen und noch besonders die Richtigkeit der durch Gl. (14) gegebenen Mischungsregel.

Wenn bei Cyklohexan und Hexan $(\mu/D)_0$ merklich kleiner gefunden wird als berechnet, so wird diese Abweichung ganz ähnlich zu erklären sein, wie vorhin bei den festen Substanzen mit niedrigem Atomgewicht (vgl. Tab. VI). Und wenn wir für Hg mit dem Atomgewicht 200 denselben $(\mu/D)_0$-Wert wie für Pb mit dem Atomgewicht 207 finden, so ist das eigentlich nur zu erwarten. Für größere Schichtdicken ($> 0{,}5$ gr/cm^{-2}) sind, wie aus Fig. 14 zu erkennen, die experimentell gefundenen Werte bei einigen Substanzen kleiner als die berechneten. Es sind dies durchweg Substanzen mit kleiner Dichte; und die Abweichungen sind um so mehr ausgeprägt, je geringer die Dichte der Substanz ist (vgl. besonders die drei C_6-Verbindungen). Höchstwahrscheinlich rühren diese Abweichungen nicht von einer mit zunehmender Schichtdicke besonders abnehmenden Durchdringungsfähigkeit her, sondern daher, daß die β-Teilchen einen verhältnismäßig langen, schmalen Flüssigkeitszylinder durchsetzen müssen und hier durch seitliche Streuung der Beobachtung verloren gehen. Denn unsere theoretischen Überlegungen gelten ja nur unter der Voraussetzung, daß ein Teil der Strahlen absorbiert und sämtliche Strahlen diffus zerstreut werden, daß aber diese diffus zerstreuten Strahlen nur aus den parallelen Begrenzungsflächen der durchsetzten Platten austreten.

Besonders auffallend in unseren Resultaten ist die Sonderstellung, die der Wasserstoff infolge seines extrem kleinen Atomgewichts einnimmt. Während im allgemeinen der Ersatz eines bestimmten Elements durch ein anderes Element von niedrigerem Atomgewicht die Durchdringungsfähigkeit der Strahlung erhöht, ist beim Wasserstoff das Umgekehrte der Fall. So wird z. B. die Durchlässigkeit des Sauerstoffs, die dem theoretischen Wert $(\mu/D_0) = 4{,}50$ entspricht, durch das Hinzutreten der beiden H-Atome um etwa 10 Proz. verkleinert; es wächst nämlich $(\mu/D)_0$ auf 4,91 an, also auf einen Wert, der größer ist als bei Al. Ebenso wird beim sukzessiven Ersetzen eines Cl-Atoms in CCl_4 durch ein H-Atom die Durchlässigkeit merklich herabgesetzt. Hingewiesen werden darf noch auf den Unterschied der $(\mu/D)_0$-Werte bei CH_2J_2 und CH_3J. Die beiden Werte sollen sich nach der Rechnung um etwa 2 Proz. voneinander unterscheiden. Tatsächlich läßt sich dieser Unterschied deutlich aus Fig. 14 erkennen. Und zwar ist die Durchlässigkeit von CH_2J_2 trotz des hohen Atomgewichts von J (= 127) um 2 Proz. größer als die von CH_3J [d. h. $(\mu\ D)_0$ ist bei CH_2J_2 kleiner als bei CH_3J].

1) Messungen über die von Flüssigkeiten hindurchgelassenen β-Strahlen des $Ur\ X$ sind, soweit ich die Literatur übersehen kann, bisher nur von N. Campbell, Phil. Mag. **17**, 180, 1908, durchgeführt, freilich nach einer durchaus unzureichenden Methode. Campbell tränkt nämlich Fließpapierschichten mit der zu untersuchenden Flüssigkeit. Die so gefundenen Werte können natürlich keinerlei Anspruch auf Genauigkeit erheben. — Auf Allens Beobachtungen mit Radium-β-Strahlen kommen wir im Abschnitt 8 zu sprechen.

2) Die Flüssigkeiten wurden mir größtenteils von Herrn Geheimrat Naumann, Direktor des hiesigen Chemischen Instituts, für meine Versuche bereitwilligst zur Verfügung gestellt. Die Flüssigkeiten waren meist von Kahlbaum bezogen, Benzol und Quecksilber von Merck, Cyklohexan von Poulenc-Paris.

Digitized by Google

Sehr gut ist auch aus Tabelle VII und Fig. 14 der ziemlich große Unterschied in der Durchlässigkeit der Chlor-, Brom- und Jodverbindungen zu erkennen. Ersetzt man in einer bestimmten Verbindung Chlor durch Brom und Brom durch Jod, so wird die Durchlässigkeit der Verbindung jedesmal um etwa 12 Proz. verkleinert (d. h. μ/D erhöht).

VIII. Erklärung der Beobachtungsresultate des Herrn S. J. Allen.

Die Resultate des letzten Abschnitts sind ein Beweis für die Richtigkeit der Formel (14) und für die ihr zugrunde gelegte Mischungsregel. Es fragt sich jetzt, ob diese Mischungsregel auch für die reflektierte Strahlung gilt, ob sich also auch die maximale reflektierte Strahlungsenergie p nach Gl. (15) aus dem Atomgewicht der die Verbindung aufbauenden Elemente berechnen läßt.

Ich habe hierüber noch keine direkten Versuche angestellt, da die Methoden zur experimentellen Bestimmung von p noch nicht so durchgearbeitet sind, um absolute Werte von genügender Genauigkeit zu erhalten. Dagegen liegen über die Größe der reflektierten Strahlung oder, wie man vielfach in nicht ganz zutreffender Wahl des Ausdrucks sagt, über die Größe der „Sekundärstrahlung" schon von verschiedenen Seiten Relativbestimmungen vor. Ich übergehe hier die ersten grundlegenden Arbeiten von McClelland, der eine ganz ähnliche Abhängigkeit der reflektierten Strahlung vom Atomgewicht fand, wie sie in der p-Kurve der Fig. 11 dargestellt ist. Dagegen wende ich mich zu einer neueren Veröffentlichung Allens, der sich ausführlich mit den von Verbindungen ausgehenden „Sekundärstrahlen" befaßt hat[1]).

Bei der Versuchsanordnung von Allen wurden 5 mg Radiumbromid seitlich von der bestrahlten Substanz hinter Bleiklötzen so aufgestellt, daß die direkten Strahlen nicht in das Ionisierungsgefäß gelangen konnten. Dieses bestand aus zwei konzentrischen Halbkugelschalen oder einem langgestreckten Zylinder. Im ersteren Falle konnten die nach allen Richtungen von der Platte weggehenden Strahlen zur Messung gelangen, im letzteren Fall nur solche, die unter einem Austrittswinkel von etwa 30° zur Plattennormale weggingen. Beide Methoden ergeben Relativzahlen. Doch zeigen die nach den beiden Methoden gewonnenen Relativzahlen Abweichungen untereinander, weil die in einer bestimmten Richtung weggehende Strahlungsintensität im Verhältnis zur gesamten reflektierten Strahlung abhängt von der Natur der bestrahlten Platte.

Wenn Allen mit inhomogenen Radiumstrahlen seine Versuche ausführte, so ist das für die reflektierte Strahlungsenergie nicht von Bedeutung. Höchstwahrscheinlich ist nämlich, wie ich durch Versuche mit β-Strahlen von *Ra E* zeigen konnte (Teil I, S. 944), der Absolutwert der reflektierten Strahlungsintensität bei einer bestimmten Substanz unabhängig von der Härte der untersuchten Strahlen.

Zunächst wird in Tabelle VIII eine Zusammenstellung der Werte gegeben, die Allen für einige Elemente gefunden hat.

Tabelle VIII.

Substanz	Atomgewicht	Allens Wert $Pb = 1000$	Allens Wert $Pb = 719$	$1000\,p$ ber. Wert
C	12,0	347	249	140
Al	27,1	500	359	296
S	32,1	578	408	336
Fe	55,9	660	474	462
Cu	63,6	732	526	488
Zn	65,4	742	533	495
Pd	106,7	839	603	596
Ag	107,9	835	600	600
Cd	112,4	870	625	611
Sb	120,2	895	643	623
Pt	195,0	966	694	708
Au	197,2	970	697	712
Hg	200,0	990	711	712
Pb	207,1	**1000**	**719**	**719**
Bi	208,0	1005	723	721

Wir sehen aus Vergleich der beiden letzten Spalten, daß für Substanzen mit einem Atomgewicht größer als etwa 50 die Abweichung zwischen den Allenschen Relativzahlen und den nach Teil I, Formel (9), berechneten Zahlen innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Allenschen Beobachtungen liegt[1]). Für die drei Substanzen *S*, *Al* und *C* sind die berechneten Werte kleiner als die gefundenen. Dies kommt, wie McClelland nachgewiesen hat, daher, daß die Gesamtmenge der von einer Platte ausgehenden Sekundärstrahlen bei großem Einfallwinkel der Primärstrahlen abhängt im hohen Maße von der Natur der Platte. Allen fand auch selbst bei einem Versuch mit Aluminium

1) S. J. Allen, On the secondary radiation produced from solids, solutions and pure liquids, by the β-rays of Radium. Phys. Rev. **29**, 177—211, 1909. Allen selbst weist an verschiedenen Stellen seiner Arbeit auf einen möglichen Zusammenhang zwischen chemischer Konstitution und Sekundärstrahlung hin, ohne freilich die Bedeutung des Atoms klar zu erkennen. Er ließ sich wohl bei seinen Überlegungen zu sehr von dem Gedanken leiten, daß das Molekulargewicht für die Größe der Sekundärstrahlung verantwortlich sei. So sagt er l. c., S. 188: „If the radiation from a pure element is a function of the atomic weight, we should expect as a first approximation the radiation of a salt to be a function of the sum of the atomic weights of its chemical constituents, that is, of its molecular weight". Und S. 190: „Cane sugar although having a high molecular weight has only a low radiation".

1) Natürlich kann man auch zur Berechnung die allgemein gültige Formel 15 benutzen.

Digitized by Google

nach seiner zweiten Methode, wo also die ankommenden und weggehenden Strahlen einen verhältnismäßig kleinen Winkel mit der Plattennormalen bildeten, einen kleineren Wert, nämlich 480, wenn der Wert für $Pb = 1000$, oder 345, wenn der Wert für $Pb = 719$ gesetzt wird.

Bei den Versuchen, die Allen mit Verbindungen anstellte, wurden die feingepulverten Salze in einen flachen Trog von genügender Größe eingefüllt. Seine Resultate sind in Tab. IX zusammengestellt.

Tabelle IX.

		Allens Wert		$1000\,p$
		$Pb =$ 1000	$Pb =$ 719	ber.
Rohrzucker	$C_{12}H_{22}O_{11}$	330	237	175
Lithiumkarbonat .	Li_2CO_3	362	260	180
Chlorlithium	$LiCl$	490	352	314
Chlornatrium . . .	$NaCl$	500	359	321
Chlorkalzium . . .	$CaCl_2$	480	345	366
Chlorkalium	KCl	555	399	366
Manganchlorid . .	$MnCl_2$	500	359	402
Kupferchlorid . . .	$CuCl_2$	576	414	426
Strontiumchlorid .	$SrCl_2$	606	434	485
Bariumchlorid . . .	$BaCl_2$	754	542	579
Quecksilberchlorid	$HgCl_2$	878	630	658
Bleiazetat	$Pb(C_2H_3O_2)_2$	885	634	600
Bleinitrat	$Pb(NO_3)_2$	892	641	608
Bleikarbonat	$PbCO_3$	954	686	652

Wir sehen aus Tabelle IX, daß die Übereinstimmung zwischen den Allenschen Relativzahlen und den nach der Mischungsregel (15) berechneten Zahlen wieder für die Substanzen von nicht zu kleinem mittleren Atomgewicht verhältnismäßig gut ist. Noch besser wird die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Zahlen, wenn wir nur Verbindungen von ähnlichem chemischen Charakter vergleichen. Multiplizieren wir z. B. die von Allen für die Cl_2-Verbindungen gefundenen Relativzahlen mit 0,77, so kommen wir zu folgender Zusammenstellung:

Tabelle IXa.

Substanz	beobachtet	berechnet
$CaCl_2$	368	366
$MnCl_2$	384	402
$CuCl_2$	442	426
$SrCl_2$	466	485
$BaCl_2$	578	579
$HgCl_2$	673	658

Allen hat außerdem die Sekundärstrahlung einer großen Anzahl von organischen Flüssigkeiten bestimmt und Messungen über die Durchdringungsfähigkeit der Radium-β-Strahlen durch diese Substanzen angestellt. Er ließ dabei die Strahlen von unten in einen Glaszylinder treten, dessen Boden ein dünnes Glimmerblättchen bildete. Die Strahlungsintensität wurde bei wechselnder Höhe der unbedeckten Flüssigkeitsschicht gemessen, und es wurde aus der Dicke der Flüssigkeitsschicht, durch welche die ursprüngliche Strahlungsintensität um einen bestimmten Prozentsatz herabgesetzt wurde, „die relative Absorption der β-Strahlen berechnet, wenn für Wasser der Wert 100 genommen wird". Diese Relativwerte für μ können wir in absolute für $(\mu/D)_0$ verwandeln, wenn wir mit der Dichte der Substanz dividieren und mit 4,91/100 multiplizieren [4,91 ist laut Tabelle VII der Wert von $(\mu/D)_0$ für Wasser]. Das ist in Tabelle X geschehen. Wir dürfen die so berechneten Zahlen als Vergleichszahlen benutzen, da die Durchdringungsfähigkeit der inhomogenen Radium-β-Strahlen und die der homogenen *Ur-X*-β-Strahlen höchstwahrscheinlich für eine bestimmte Substanz in einem konstanten Verhältnis steht (vgl. die bereits kurz vor Tabelle VIII erwähnten Versuche über *Ra-E*-β-Strahlen; Teil I, S. 944).

Die Allenschen Zahlen für μ/D sind in ihrer Genauigkeit durch zwei Fehlerquellen beeinträchtigt. Einmal läßt sich bei der benutzten Versuchsanordnung, wie das Allen schon selbst betont, nur schwierig die Dicke leicht verdampfender Flüssigkeiten bestimmen. Dann ist die Dicke der Flüssigkeitsschicht, durch welche die ursprüngliche Strahlung um einen bestimmten Betrag herabgesetzt wird, gar kein genaues Maß für die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen. Es wird hierbei gar nicht die reflektierte Strahlung berücksichtigt. Infolge dieser Fehlerquellen wird für leicht verdampfende Flüssigkeiten μ/D zu klein, für Flüssigkeiten von hohem Reflexionsvermögen μ/D zu groß gefunden werden.

Allen hat eine große Anzahl von Substanzen untersucht, die aus den vier Elementen $H\,C\,N\,O$ zusammengesetzt sind. Derartige Substanzen unterscheiden sich untereinander nur wenig in ihrem Reflexions- und Durchlässigkeitsvermögen. Ich sehe deshalb davon ab, die hier von Allen gefundenen Werte mit den berechneten zu vergleichen, da hierfür die Beobachtungen nicht genau genug sind, sondern beschränke mich in Tabelle X auf die Zusammenstellung einiger reiner Kohlenwasserstoffe und solche Kohlenwasserstoffe, bei denen H-Atome durch Atome der Halogengruppe ersetzt sind.

In seiner Zusammenstellung gibt Allen für die reflektierte Strahlungsenergie zwei Werte, die mit dicken und dünnen Flüssigkeitsschichten gefunden sind. Da die dünne Flüssigkeitsschicht eine Höhe von 8 mm hatte und da die durch derartige Flüssigkeitsschichten reflektierte Strahlung sich theoretisch von dem möglichen Maximalwert p der reflektierten Strahlung kaum unterscheidet, so sind die Verschiedenheiten in den

Digitized by Google

Tabelle X.

Substanz	Chemische Formel	Dichte	1000 p nach Allens Wert für Wasser = 159			$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$	
			dicke Schicht	dünne Schicht	ber.	nach Allens Wert für H_2O=4,91	ber.
Wasser	H_2O	1,000	159	159	159	4,91	4,91
Benzol	C_6H_6	0,879	116	—	130	3,92	4,83
Toluol	$C_6H_5CH_3$	0,822	116	—	133	4,18	4,81
Äthylbenzol	$C_6H_5C_2H_5$	0,866	—	127	126	4,86	4,84
Amylen	C_5H_{10}	(0,635) [1]	—	113	120	3,42	4,98
Methyljodid	CH_3J	2,199	446	524	593	6,35	7,08
Äthyljodid	C_2H_5J	1,944	—	519	566	7,43	7,13
Chlorbenzol	C_6H_5Cl	1,106	159	—	211	4,50	4,91
Brombenzol	C_6H_5Br	1,495	317	315	376	6,42	5,93
Jodbenzol	C_6H_5J	1,833	—	468	502	8,83	6,97
Amylbromid	$C_7H_{11}Br$	1,543	271	316	346	5,55	6,06
Propylchlorid	C_3H_7Cl	(0,88) [2]	—	127	227	3,62	5,17
Propylbromid	C_3H_7Br	(1,35) [1]	—	366	416	5,12	6,25
Tertiärbutylbromid	C_4H_9Br	(1,20) [1]	—	301	391	4,90	6,23
Isoamylbromid	$C_5H_{11}Br$	1,666	—	440	373	8,23	6,18
Äthylenchlorid [3]	C_2H_4Cl	1,28	—	390	290	5,35	5,08
Äthylenbromid [3]	C_2H_4Br	2,170	—	452	491	9,00	6,08
Chloroform	$CHCl_3$	1,526	272	303	335	5,61	4,95
Tetrachlorkohlenstoff	CCl_4	1,630	272	303	341	5,26	4,93
Azetylentetrabromid	$C_2H_2Br_4$	(2,97) [4]	—	462	518	9,22	5,98

beiden Zahlenreihen wohl auf Mängel der Versuchsanordnung zurückzuführen. In der Tabelle sind übrigens die mit 0,159 multiplizierten Allenschen Zahlen gegeben (0,159 ist der Absolutwert von p für Wasser; s. Tab. VII).

Ohne im einzelnen auf die Übereinstimmung bezw. Abweichung der in Tabelle X gegebenen experimentellen und theoretischen Werte einzugehen, wollen wir nur darauf hinweisen, wie deutlich eine Veränderung der Zahlenwerte zu erkennen ist, wenn ein H-Atom durch ein Cl-, Br- oder ein J-Atom ersetzt wird. Tritt an Stelle eines H-Atoms ein Cl-Atom, so verändern sich hierbei die Werte von p und μ/D nur unmerklich (vgl. z. B. $CHCl_3$ und CCl_4). Tritt hingegen ein Br-Atom an Stelle eines Cl-Atoms, so erfahren die Werte von p und μ/D eine deutliche Zunahme, die noch ausgeprägter wird, wenn ein J-Atom eintritt.

Diese Gesetzmäßigkeiten sind in gleicher Weise in den experimentell gefundenen und theoretisch berechneten Zahlenwerten zu finden.

Wir dürfen deshalb die Allenschen Zahlen als einen Beweis für die Richtigkeit unserer theoretischen Überlegungen ansehen und müssen annehmen, daß die Abweichungen zwischen beobachteten und berechneten Zahlen auf Mängel in der experimentellen Anordnung und nicht auf Unrichtigkeiten in den theoretischen Überlegungen zu setzen sind.

1) Dichte von Allen nicht angegeben.

2) Dichte von Allen angegeben zu 0,916.

3) Allen muß die beiden Substanzen Äthylenchlorid und Äthylenbromid bei seinen Versuchen verwechselt haben. Er findet nämlich für das Chlorid höhere Werte als für das Bromid und weist noch besonders auf diese Unregelmäßigkeit hin. Nun verhalten sich nach meinen Versuchen der Tab. VII und Fig. 14 die beiden Flüssigkeiten ganz regelmäßig. Ich habe deshalb die von Allen angegebenen p- und $\left(\frac{\mu}{D}\right)$-Werte für die beiden Substanzen untereinander vertauscht.

4) Dichte von „Tetrabromacetelene" nicht angegeben, aber Molekularformel C_2Br_4. Höchstwahrscheinlich ist $C_2H_2Br_4$ gemeint; denn C_2Br_4 ist bei Zimmertemperatur fest.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Es wird eine Mischungsregel angegeben, aus der man das Reflexionsvermögen und die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen aus zwei der Strahlenart zukommenden universellen Konstanten und der chemischen Konstitution der bestrahlten Substanz berechnen kann. In die angegebenen Formeln gehen lediglich die beiden universellen Konstanten, das Atomgewicht und die Anzahl der das Molekül bildenden Atome ein.

2. Es wird ein Apparat beschrieben, mit dem man die Durchlässigkeit von Flüssigkeiten für β-Strahlen untersuchen kann, und es wird gezeigt, daß die experimentell gefundenen Größen völlig mit den nach der Mischungsregel berechneten übereinstimmen.

3. Es wird eine Erklärung der Allenschen Beobachtungsresultate über reflektierte und durchgelassene β-Strahlung auf Grund der Mischungsregel gegeben.

Die Resultate dieser Arbeit können als ein Beweis dafür angesehen werden, daß für den

Digitized by Google

Durchgang der β-Strahlen durch Materie alle besonderen Unterschiede der Materie verschwinden und daß für die experimentell bestimmbaren Größen lediglich zwei der Strahlenart zukommende Konstanten und das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz von Bedeutung sind. Da wir zu den theoretischen Ergebnissen durch verhältnismäßig einfache Annahmen über den Mechanismus der Wirkung zwischen fliegendem Elektron und ruhendem Atom gelangt sind, so können wir rückwärts aus der Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie auf die Richtigkeit unserer Annahmen schließen.

Natürlich müssen noch weitere Versuche an möglichst verschiedenartigen Substanzen angestellt werden, um die allgemeine Gültigkeit der gefundenen Gesetze sicher zu stellen.

Gießen, Physikalisches Institut der Universität, 11. Februar 1910.

(Eingegangen 14. Februar 1910.)

Die chemische Zerlegung des Wassers durch die α-Strahlen des Poloniums.

Von K. Bergwitz.

Giesel[1]) hat zuerst bemerkt, daß in Radiumlösungen (Radiumbromid in Wasser) eine beträchtliche Entwicklung von Gas auftritt. Runge und Bodländer untersuchten das entstandene Gas und stellten fest, daß dasselbe hauptsächlich Wasserstoff war. Sauerstoff fand sich nur in geringer Menge und Helium war nicht festzustellen. Ramsay[2]) und Soddy wiederholten die Versuche und bestimmten das Verhältnis des Sauerstoffs zum Wasserstoff im entwickelten Knallgas zu 1 : 2,6. Worauf das Defizit an Sauerstoff beruhte, wurde nicht weiter untersucht. Um präzisere Versuchsbedingungen zu haben, mischte Ramsay Wasser mit Radiumemanation, die in gleicher Weise Wasser zersetzte. Durch Verfeinerung der Meßmethode wurde von ihm auch das Helium im entwickelten Gase entdeckt.

Da die Emanation nur α-Strahlen aussendet, so muß die Wasserzersetzung auf die Einwirkung der α-Teilchen zurückgeführt werden. Wie man sich diesen Vorgang denken soll, ist fraglich. Vielleicht sprengen die α-Teilchen die Wassermoleküle durch ein stetiges Bombardement in einfachster mechanischer Weise auseinander, oder wahrscheinlicher ist es wohl, daß die Wassermoleküle durch Absprengung von Elektronen ähnlich wie die Gase ionisiert und so chemisch zerlegt werden. Es fragt sich dann, ob die Energiemenge der α-Teilchen lediglich zur Zersetzung des Wassers gebraucht wird, oder ob ein Teil derselben noch andere Wirkungen ausübt. Um hierüber Klarheit zu erhalten, beschloß ich, mit einem starken, reinen α-Strahler, der während einiger Tage möglichst seine gleiche Intensität behält, die Versuche zu wiederholen. Es bot sich eine überaus günstige Gelegenheit dadurch, daß mir durch die große Liebenswürdigkeit des Herrn Giesel auf meine Bitte hin ein sehr starkes Präparat reinsten Poloniums zur Verfügung gestellt wurde.

Das Polonium war in gleicher Weise aus dem Blei der Pechblende gewonnen, wie es Giesel[1]) bereits veröffentlicht hat. Es wurde auf einem 5,2 cm langen und 0,8 cm breiten dünnen Kupferblech doppelseitig niedergeschlagen. Die Phosphoreszenz des Präparats war eine überaus starke. Stellte man das Plättchen senkrecht auf einen Zinksulfidschirm, so konnte man im Dunkeln mit einer Schublehre die Strahlenweite der α-Teilchen zu 3,8 cm feststellen. Die Schattengrenze war so scharf, daß wiederholte Messungen dasselbe Resultat ergaben. Auch die erregte Fluoreszenz dem Präparat benachbarter Gläser war enorm; so konnte man bequem, falls das Präparat auf dem Deckglas einer Uhr befestigt war, dieselbe ablesen. Die Nähe des Poloniums machte sich außer der ellipsoidischen Aureole durch starke Ozonisierung der Luft bemerkbar.

Die Versuchsanordnung für die Zerlegung des Wassers war eine überaus einfache. Eine kleine Meßbürette, die in einem 8 cm langen Röhrchen von 3 mm Durchmesser auslief, wurde mit reinstem Wasser beschickt. Dann wurde vorsichtig das Blech in den unten erweiterten Teil der Bürette eingeführt. Durch ein mit gleichem Wasser gefülltes Gefäßchen wurde dieselbe dann abgeschlossen. Um die Diffusion der entstehenden Gase nach außen zu verhindern, war der Boden des Abschlußgefäßes mit Quecksilber bedeckt. Auf dem Kupferblech bildeten sich dann minimale Bläschen, die langsam wuchsen, regelmäßig sich ablösten und in den oberen Teil der Bürette hinaufstiegen. Der Versuch wurde einmal über 240 Stunden, dann über 96 Stunden ausgedehnt. Nachdem genügend Gas entwickelt war, wurde das Präparat entfernt und ein frischgeschmolzenes Phosphorzylinderchen in den Gasraum eingeführt und zwei bzw. einen Tag darin belassen. Sowohl das ganze Volumen des entwickelten Gases als auch nur das des Wasserstoffes wurde volu-

1) Ber. D. chem. Ges. **35**, 3605, 1902.
2) Proc. Roy. Soc. **72**, 204, 1903.

1) Ber. D. chem. Ges. **41**, 1059, 1908.

Digitized by Google

metrisch und durch Auswägen mit Quecksilber bestimmt.

Berücksichtigt man Temperatur, Barometerstand, Wasserstand in der Bürette und die Spannung des Wasserdampfes im Gasraum, so sind die Resultate der beiden Analysen folgende:

I. (240 Stunden.)
0,4933 cm³ H und 0,0526 cm³ O.

II. (96 Stunden.)
0,178 cm³ H und 0,0218 cm³ O.

Außerdem muß aber die Absorption der Gase im Wasser noch in Betracht gezogen werden. Diese ist folgende:

I.

0,0979 cm³ H und 0,1810 cm³ O,
so daß zusammen
0,5912 cm³ H und 0,2336 cm³ O
gebildet sind. Das Verhältnis beider ist

$$\frac{O}{H} = \frac{1}{2{,}5}.$$

Der stöchiometrische Wert des Sauerstoffs ist aber 0,2956 cm³, so daß also 0,062 cm³ O scheinbar verloren gegangen sind. — Die betreffenden Zahlen der zweiten Analyse sind:

II.

0,038 cm³ H und 0,0752 cm³ O,
zusammen
0,216 cm³ H und 0,0970 cm³ O.
Das Verhältnis

$$\frac{O}{H} = \frac{1}{2{,}1}.$$

Da der stöchiometrische Wert 0,108 cm³ O beträgt, sind 0,011 cm³ O scheinbar verschwunden. Zu welchem Zwecke der fehlende Sauerstoff gebraucht ist, ist fraglich. Wahrscheinlich oxydiert er etwas das Kupfer. Vielleicht bildet auch ein Teil mit dem entstehenden Wasserstoff Superoxyd. Allerdings ließ sich dasselbe durch Blaufärbung des Äthers bei Zusatz von Chromsäure im zweiten Falle nicht nachweisen.

Will man nun aus der Energie, die nötig ist, um eine Anzahl cm³ Knallgas zu bilden, einen Rückschluß auf die Anzahl der α-Teilchen und die Menge des wirksamen Poloniums selbst machen, so geht man am besten von der Menge des Wasserstoffs aus, zu der man die zugehörige Sauerstoffmenge berechnet. Wir legen unserer Berechnung die Daten der ersten Analyse zugrunde: also 0,5912 cm³ H + 0,2956 cm³ O = 0,8868 cm³ Knallgas. — Zur Bildung von 18 g = 33600 cm³ Knallgas sind 68500 cal erforderlich, daher für 1 cm³ ... 2,048 cal = $8{,}581 \cdot 10^7$ erg.

Die Energie eines α-Teilchens des Poloniums erhält man bekanntlich nach der Formel:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{m}{e} \cdot v^2 \cdot e = 3{,}624 \cdot 10^{-6} \text{ erg}.$$

Die α-Teilchen haben nun in 10 Tagen 0,8868 cm³ Knallgas gebildet; hierzu ist eine Arbeit von

$0{,}8868 \times 8{,}581 \cdot 10^7$ erg $= 7{,}6098 \cdot 10^7$ erg

nötig. Nimmt man nun an, daß alle α-Teilchen zur Zerlegung des Wasserstoffs beitragen und ihre Energie[1]) dabei vollständig abgeben, so ergibt der Quotient

$$\frac{7{,}6098 \cdot 10^7}{3{,}624 \cdot 10^{-6}} = 2{,}1 \cdot 10^{13}$$

die Anzahl der in 10 Tagen ausgesandten α-Teilchen. In einer Sekunde werden somit

$$\frac{2{,}1 \cdot 10^{13}}{864000} = 2{,}4304 \cdot 10^7$$

α-Partikel vom Polonium ausgeschleudert. — Nun kennen wir andererseits die „radioaktive Konstante" des Poloniums

$$\lambda = 5{,}6 \cdot 10^{-8},$$

infolgedessen ergibt der Ansatz:

$$\frac{\frac{dN}{dt}}{\lambda} = -N;$$

$$\frac{2{,}4304 \cdot 10^7}{5{,}6 \cdot 10^{-8}} = 4{,}3395 \cdot 10^{14}$$

die Anzahl der vorhandenen Moleküle Polonium. Setzen wir das Atomgewicht des Radiums gleich 226, so ist das des Poloniums, da 5 α-Strahlungsprodukte in der Radiumreihe vorhanden sind, $226 - 4 \cdot 5 = 206$.

Das Atomgewicht des Poloniums mal der Anzahl der berechneten Moleküle desselben

$$206 \cdot 4{,}3395 \cdot 10^{14} = 893{,}94 \cdot 10^{14}$$

ergibt das Gewicht unseres Poloniumpräparates in bezug auf 1 Atom H. Da 1 Atom H

$\frac{1}{2} \cdot \frac{9 \cdot 10^{-5}}{21 \cdot 10^{18}} = 2{,}1438 \cdot 10^{-24}$ g wiegt[2]), so ist das Gewicht des zur Verfügung stehenden Poloniums:

$$\backsim 2 \cdot 10^{-7} \text{ g} = 0{,}0002 \text{ mg}.$$

Da wir die Anzahl der ausgesandten α-Teilchen kennen, so vermögen wir den Maximalstrom zu berechnen, den diese zu unterhalten, imstande sind.

Nach den neuesten Resultaten Geigers erzeugt eine α-Partikel in der Sekunde 282000 Ionenpaare, also 141000 Ionen einer Art, falls sie ihren Wirkungsbereich vollständig ausnützen kann. Die $2{,}4304 \cdot 10^7$ α-Teilchen erzeugen also

$$2{,}4304 \cdot 10^7 \cdot 141 \cdot 10^3 = 342{,}69 \cdot 10^{10} \text{ Ionen}.$$

1) Würde man nur denjenigen Teil der Energie in Rechnung ziehen, den die α-Partikeln während des Durchlaufens ihrer Reichweite in Luft verlieren, so würden sich die folgenden Resultate um nicht mehr als 20 Proz. ändern.

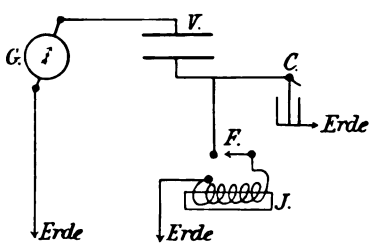
2) Millikan gibt $1{,}62 \cdot 10^{-24}$ an. Phil. Mag. 19, 228, 1910.

Digitized by Google

Diese führen eine Ladung mit sich, die $342{,}69 \cdot 10^{10} \cdot 4{,}65 \cdot 10^{10}$ E.S.E. $= 1593{,}51$ E.S.E. ist, oder

$$\backsim 5{,}3 \cdot 10^{-7} \text{ Ampere.}$$

Um zu sehen, ob die gesamte Energie der α-Teilchen lediglich zur Knallgasbildung gebraucht war, wurde der soeben berechnete Strom mit dem direkt gemessenen Sättigungsstrom verglichen. Ein so starkes Präparat wie das benutzte liefert unter dem Einfluß eines mittleren elektrischen Feldes (40 Volt) schon einen Strom, der bequem mit einem empfindlichen Galvanometer (10^{-9}) zu messen ist. Die Schwierigkeit, den Sättigungsstrom zu erhalten, liegt darin, daß man sehr hohe Spannungen zur Verfügung haben muß. Nach einigen Vorversuchen wurde folgende Methode angewendet, die sich bewährte. Ein großer Induktor war einseitig geerdet; der andere Pol war mit der Spitze einer isolierten Funkenstrecke (F) verbunden. Bei Einschaltung



des Primärstroms springt dann ein Funken auf die der Spitze gegenüberstehende isolierte Kugel über, wodurch die Kapazität (C) geladen wird. Ein Draht führt zum isolierten Versuchsgefäß (V), in dem das Polonium sich befindet. Von dort geht der Strom über das Galvanometer zur Erde. An der Kapazität (2 große Leidener Flaschen) befand sich noch eine Vorrichtung zur Ablesung der Spannung. Sobald der Kondensator aufgeladen wird, beginnt das Galvanometer auszuschlagen und nimmt schließlich bei weiterer Elektrizitätszufuhr zu den Flaschen eine konstante Stellung ein. Wird jetzt der Induktor plötzlich abgeschaltet, so geht die Skala nur sehr langsam zurück, um schließlich schnell auf den Nullpunkt fast zurückzugehn. (Des Residuums wegen wird der Punkt erst nach dessen Verschwinden erreicht.) Man kann also sehr gut den Punkt erkennen, bei dem sicher Sättigungsstrom herrscht. Das Blech mit dem Polonium wird dann im Versuchsgefäß umgewandt und der Strom abermals in gleicher Weise gemessen. Es folgen die Resultate:

Ausschlag 134 (Seite I des Präparates)
„ 139 „ II „ „
273.

Da die 20,3 mal geringere Empfindlichkeit des Galvanometers der hohen Spannung wegen benutzt wurde, ist:

$$273 \times 20{,}3 \times 10^{-9} \backsim 5 \cdot 5 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Rechnet man in gleicher Weise, wie oben angegeben ist, so erhält man die Poloniummenge, die diesem Sättigungsstrom entspricht, zu $\backsim$ 0,002 mg Polonium.

Hiernach hat also die Methode des Sättigungsstroms zehnmal soviel an Polonium ergeben wie die Analyse der Zersetzungsprodukte des Wassers. Das Ergebnis würde bedeuten, daß im letzten Falle nur etwa $^1/_{10}$ der Strahlungsenergie zur Leistung der chemischen Arbeit aufgewandt worden ist. Das Resultat ist wohl nicht überraschend, wenn man bedenkt, daß die α-Strahlen bei ihrer Absorption in beliebigen Materialien Wärme entwickeln. Die fehlenden 90 Proz. sind also wohl demnach zur Erwärmung des Wassers verwandt worden. Im Zusammenhange mit diesen Untersuchungen scheint es mir von Interesse, die gesamte Energie der α-Strahlen an demselben Poloniumpräparat kalorimetrisch zu bestimmen. — Nach Abschluß der vorliegenden Untersuchung erschien eine gemeinsame Abhandlung der Frau Curie[1]) und des Herrn Debierne, in der die Wasserzersetzung durch das Polonium beschrieben ist und ein Weg zur Bestimmung der Menge des Poloniums angegeben ist, der mit dem beschriebenen sich zu decken scheint.

Für die freundliche Unterstützung durch Rat und Tat spreche ich den Herren Elster, Geitel und Giesel meinen verbindlichsten Dank aus.

1) C. R., 14. Febr. 1910.

Braunschweig, 27. Februar 1910.

(Eingegangen 2. März 1910.)

Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität des Kaliums[1]).

Von J. Elster und H. Geitel.

Die gegenwärtig bekannten und allgemein anerkannten radioaktiven Elemente, d. h. diejenigen, deren Atome im Laufe der Zeit unter Energieabgabe sich von selbst in solche von anderen Eigenschaften umwandeln, lassen sich auf Grund der Rutherford-Soddyschen Anordnung in zwei Familien einreihen. An der Spitze der ersten steht das Uran, an der der zweiten das Thorium, die Elemente von höchstem bekanntem Atomgewicht. In diesen radioaktiven Familien hat jedes Glied von seinen Vorfahren

1) Sonderabdruck aus dem XVI. Jahresberichte des Vereins für Naturwissenschaft zu Braunschweig für das Jahr 1908/09.

Digitized by Google

die Unbeständigkeit als Erbeigentümlichkeit überkommen, mit Ausnahme natürlich des letzten stabilen Elementes, das allerdings für beide Reihen bis jetzt noch nicht mit einiger Sicherheit bekannt ist.

Die Anfangsglieder Uran und Thor haben sich dank ihrer ungemein langen mittleren Lebensdauer bis in unsere Zeit erhalten; ob außer ihnen und ihren Abkömmlingen jemals andere Radioelemente gelebt haben, ob Uran und Thor selbst von ein und demselben auf der Erde vielleicht ausgestorbenen Elemente von kürzerer Lebensdauer und höherer Atommasse abstammen (etwa wie Radium und Aktinium mit ihren Nachkommen von einer Spaltung der Uranreihe herrühren), das sind Fragen, die zurzeit nicht beantwortet werden können. Zugunsten einer verwandtschaftlichen Beziehung zwischen Uran und Thor kann das Zusammengehen der beiden Elemente in ihren natürlichen Vorkommen herangezogen werden, wobei allerdings besondere Annahmen nötig wären, um das Fehlen eines konstanten Mengenverhältnisses aufzuklären. Wenn beide auf der Erde im Verlaufe sehr langer Zeiträume bis auf unendlich kleine Mengen verschwunden sein werden, so müssen mit ihnen zugleich alle übrigen jetzt anerkannten Radioelemente, wie Radium, Aktinium, Ionium, Polonium usw. erloschen sein, die sämtlich von ihnen abstammen und von kürzerer Lebensdauer sind.

Nach dieser Auffassung würde man das Uran und Thor gleichsam als Relikte einer sehr fernen Vorzeit ansehen, in der Atomumwandlungen der Elemente vielleicht weit häufiger waren als jetzt. Ihr Verhalten würde heute nicht der Regel entsprechen, sondern eine Ausnahme bilden, die sich dank besonderen Verhältnissen bis auf unsere Tage erhalten konnte.

Auf der anderen Seite gibt es eine hiervon ganz verschiedene Art, diese Dinge zu betrachten, die ebenfalls Anspruch auf Beachtung hat. Nach ihr gibt es eine absolute Stabilität der Atome nur bei wenigen Elementen, streng genommen wohl nur bei einem, dem unbekannten Endergebnisse aller Stoffumwandlungen. Im allgemeinen sind alle Elemente mehr oder weniger „radioaktiv", d. h. in Verwandlung begriffen. Daß wir von der Energie dieser Prozesse deutliche Anzeichen nicht bemerken, liegt dieser Auffassung zufolge nur in der Langsamkeit begründet, mit der sie ablaufen, d. h. im letzten Grunde in der Unvollkommenheit unserer Mittel, sie wahrzunehmen.

Es ist offenbar, daß die letztere Anschauung mit ganz besonderem Interesse alle solche Erscheinungen betrachten und verfolgen wird, die auf ein Vorkommen der Radioaktivität außerhalb der Uran- und Thorfamilie hindeuten, indem sie darin Sonderfälle der angenommenen Radioaktivität aller Materie erblickt.

Die erstgenannte Auffassung wird dagegen leicht zu dem Vorurteile geneigt sein, daß solche Anzeichen von allgemein verbreiteter Aktivität nur scheinbar seien, vorgetäuscht durch die Gegenwart sehr kleiner Mengen bekannter oder auch noch unbekannter Glieder der Uran- oder Thoriumreihe.

Während die vielfachen Bemühungen, Spuren von spezifischer Radioaktivität an beliebigem Material nachzuweisen, im allgemeinen wohl als ergebnislos bezeichnet werden müssen, sind die Arbeiten von Campbell und Wood an den Alkalimetallen Kalium und Rubidium erfolgreicher gewesen. Es kann keinem Zweifel unterliegen, daß die Verbindungen dieser Elemente eine Strahlung aussenden, die die Luft ionisiert und die photographische Platte schwärzt. Eine Schätzung der Kleinheit des Effektes kann man aus der Angabe der Entdecker entnehmen, daß die ionisierende Wirkung auf die Luft etwa dem tausendsten Teile von der der β-Strahlen des Urans gleichkommt. Nach neuen Versuchen von Henriot und Vavon[1]) besteht die Kaliumaktivität selbst in einer β-Strahlung, indem sie durch magnetische Kräfte in dem entsprechenden Sinne abgelenkt wird.

Nach dem Vorigen ist es nicht ohne grundlegende Bedeutung, mit Sicherheit festzustellen, ob diese geringe, aber mit guten Hilfsmitteln durchaus meßbare Aktivität für jene beiden Alkalimetalle eine wesentliche Eigenschaft ist, oder ob sie eben von anderen, etwa schon bekannten Radioelementen abgeleitet werden kann. Untersuchungen mit diesem Endzwecke sind außer von Campbell und Wood[2]) von McLennan und Kennedy[3]), Levin und Ruer[4]) und Strong[5]) angestellt. Der jetzige Stand der Frage kann dahin zusammengefaßt werden, daß die Annahme einer bekannten radioaktiven Beimengung in den Kalium- und Rubidiumsalzen als ausgeschlossen zu betrachten ist.

Wir haben uns in den letzten Jahren ebenfalls mit der Radioaktivität der Kaliumverbindungen beschäftigt und möchten im folgenden unsere Erfahrungen als einen Beitrag zu diesen Untersuchungen veröffentlichen, wenn es uns auch nicht geglückt ist, zu wesentlich neuen positiven Ergebnissen zu gelangen.

Durch eine eigentümliche Verkettung von

1) Compt. rend. **149**, 30, 1909.
2) Proc. Cambr. Soc. **14** (1), 15, 1906 und **14** (6), 557, 1908.
3) Phil. Mag. (6) **14**, 377, 1908.
4) Diese Zeitschr. **10**, 576, 1909.
5) Am. Chem. Journ. **42**, 147, 1909.

Digitized by Google

Umständen sind wir mit der Erscheinung der Kaliumaktivität schon zu einer Zeit in Berührung gekommen, als sie noch nicht bekannt war. Bei Gelegenheit einer Untersuchung über die allgemein verbreitete durchdringende γ-Strahlung, die ihren Ursprung in den geringen Mengen aktiver Stoffe aus der Uran- und Thorreihe hat, die überall in und auf dem Erdboden vorhanden sind, hatten wir Messungen dieser Strahlung in den unterirdischen Räumen des Salzbergwerkes Hedwigsburg bei Wolfenbüttel ausgeführt[1]). Wenn anders nämlich die Herkunft jener Strahlen richtig gedeutet wurde, so war zu erwarten, daß ihre Intensität an Orten, die rings von dicken Steinsalzschichten eingeschlossen waren, wesentlich geringer als an der Erdoberfläche sein mußte. Erfahrungsmäßig sendet nämlich das reine Steinsalz keinerlei Strahlung aus und mußte demnach als vorzüglicher Schutz gegen die von dem umgebenden Gebirge ausgehenden Strahlen wirken. Die betreffenden Messungen fielen tatsächlich in dem erwarteten Sinne aus, solange wir uns auf die Räume des Bergwerks beschränkten, die im Steinsalz lagen. Als wir uns dagegen aus dem Steinsalz in das anliegende Karnallitlager begaben, fanden wir zu unserer Verwunderung ein deutliches Ansteigen der Strahlungsintensität. Nur waren in dem Karnallitlager die Versuchsbedingungen dadurch verwickelter, daß man zur Ausfüllung der abgebauten Strecken beträchtliche Mengen Erde hineingebracht hatte. Da diese nun besonders in unserer Gegend deutlich nachweisbare Spuren von Radium enthält und ohne Zweifel Radiumemanation in jenen unterirdischen Räumen entwickelte, so war es möglich, daß hierdurch das Karnallitlager an seinen Berührungsflächen mit der Luft die Umwandlungsprodukte der Radiumemanation enthielt und dort auf diese Weise ein gewisses Strahlungsvermögen erworben hatte. Wir gaben uns damals mit dieser Auffassung zufrieden, heute erklärt sich die Erscheinung von selbst aus der dem Karnallit als einer Kaliumverbindung eigentümlichen Strahlung.

Nach dem Bekanntwerden der Entdeckung Campbells und Woods haben wir zuerst Untersuchungen an den Rohprodukten ausgeführt, die unsere Kalisalzlager liefern; für die Überlassung von Material sind wir den Direktionen der Werke Hedwigsburg und Vienenburg am Harz zu Dank verpflichtet. Es schienen uns solche Untersuchungen insofern wesentlich, als sie erkennen lassen mußten, ob während der Fabrikation der reinen Kaliumsalze des Handels etwa eine Änderung ihrer Aktivität vor sich ginge.

Die Messungen wurden in der üblichen Weise mittels einer metallenen, allseitig geschlossenen Ionisierungskammer mit aufgesetztem geeichten Elektroskop gemacht. Wir führten das getrocknete Salz selbst in einer Menge von 100 bis 125 g in einer Schichtdicke von 1 bis 2 mm darin ein und maßen — nach Abzug der Korrektion für die normale Leitfähigkeit der Luft — den Sättigungsstrom in dem von der Kammer eingeschlossenen Luftraume. Unter gewissen Vorsichtsmaßregeln — fortwährender Kontrolle der Isolation und Abwarten des stationären Zustandes der zu messenden Ionisierung — gibt diese Methode gut vergleichbare Werte und ist empfindlicher als die von Campbell und Wood, bei welcher die Strahlen des zu untersuchenden Präparates nur durch eine Aluminiumschicht zu dem Ionisierungsraum Zutritt haben[1]).

Diese ersten Messungen, zu denen unter anderen auch schöne Kristalle von Chlorkalium (Sylvin) aus Hedwigsburg verwandt wurden, ergaben keinerlei Anhalt für die Annahme irgendeines Unterschiedes in der Aktivität der natürlichen Kaliumsalze und der des Handels. Bei dem geologischen Alter der Salzlagerstätten folgt daraus, daß eine Abnahme der Kaliumaktivität in der Zeit an Präparaten von Salzen nicht erwartet werden kann, geradeso wie auch beim Uran und Thor die Aktivität als praktisch konstant anzusehen ist. Zur Ergänzung dieses Ergebnisses prüften wir auch den feinen Schlamm, der beim Lösen der natürlichen Kalisalze in Wasser niederfällt. Er zeigt eine rötliche Färbung von Eisenoxyd. Nach den Erfahrungen an den Zerfallsprodukten des Radiums könnte man erwarten, daß er vielleicht einen Teil der Kaliumaktivität „mitgerissen" habe, doch erwies er sich bei der Prüfung als völlig unwirksam; die Aktivität bleibt also beim Ausfallen des Schlammes ganz auf das Kalisalz beschränkt.

Nach diesen Erfahrungen wandten wir uns nun dem wesentlichsten Abschnitte der Untersuchung zu, der Frage nach der Abtrennbarkeit der Kaliumaktivität.

Gelingt es, aus einer gewissen Menge eines schwach aktiven Stoffes A eine kleinere eines stärker aktiven B abzuscheiden, so ist dadurch der Nachweis geliefert, daß an der Strahlung von A mindestens ein Körper von größerer Aktivität beteiligt ist. Dieser kann ein völlig fremder sein, der als Verunreinigung in A hineingeraten ist, etwa wie das Polonium in manchen Bleisorten nachweisbar ist, oder ein aktives Umwandlungsprodukt von A, wie z. B. das Radium als Bestandteil der natürlichen Uranerze.

1) Diese Zeitschr. **6**, 733, 1905.

1) Nach ihrem Kaliumgehalt sollten die Aktivitäten der drei Salze: Kaliumchlorid, Nitrat und Chlorat im Verhältnis 5 : 3,6 : 3,0 stehen, wir fanden 5 : 3,6 : 2,6, also nahe das zu erwartende.

Digitized by Google

Auf jeden Fall bedeutet eine solche „Anreicherung" der Aktivität einen wesentlichen Fortschritt, nicht zum mindesten auch schon dadurch, daß die Natur der vorliegenden Strahlungen leichter bei intensiven als bei schwachen Energieäußerungen bestimmbar ist.

Wir suchten zunächst vermittelst fraktionierter Elektrolyse zum Ziele zu kommen. Gesetzt, der Träger der Kaliumaktivität sei ein Alkalimetall von weniger elektropositivem Charakter als das Kalium, so wäre zu erwarten, daß bei einer Elektrolyse einer Chlorkaliumlösung unter Anwendung einer Quecksilberkathode das entstehende Alkalimetallamalgam den gesuchten Körper in größerer Menge im Vergleich zum Kalium enthalten müßte als die Lösung. Wir unterwarfen eine heißgesättigte Lösung von mehreren hundert Grammen rohen Hedwigsburger Chlorkaliums 3 bis 4 Stunden der Elektrolyse, dem erhaltenen, nach dem Abkühlen erstarrten Kaliumamalgam wurde durch verdünnte Salzsäure das gelöste Metall entzogen. Durch Abdampfen der Flüssigkeit erhielten wir 6 g Chlorkalium. Mit der gleichen Gewichtsmenge des Ausgangsmaterials verglichen, zeigte es keinen Unterschied der Aktivität. Der Versuch hat demnach ergeben, daß die Strahlung der Kaliumsalze nicht an ein Metall gebunden sein kann, das merklich weniger elektropositiv als das Kalium selbst ist.

Eine weitere, bei radioaktiven Stoffen mit Vorteil angewandte Trennungsmethode beruht auf Unterschieden in ihrer Löslichkeit in Wasser oder anderen Lösungsmitteln. Wir benutzten zunächst die beiden im Handel erhältlichen schwer löslichen Kaliumsalze, das Bitartrat und das Perchlorat. Gesetzt, die Aktivität hafte an einem Elemente, dessen entsprechende Salze in Wasser wesentlich leichter löslich wären als die des Kaliums, so müßte jenes bei der Fabrikation der Salze vorzugsweise in die Mutterlaugen eingehen; die Handelsprodukte müßten demnach eine spezifisch geringere Aktivität zeigen, als sie dem Kaliumgehalte entspräche. Um die Frage, wieviel in jedem Falle die Absorption der Strahlung in dem betreffenden Salze selbst ausmacht, ganz auszuschalten, stellten wir aus dem Bitartrat sowohl wie aus dem Perchlorat das Chlorid her und verglichen dies mit reinem Chlorkalium. Man eliminiert so die chemische Ungleichheit des Materials, d. h. seinen Gehalt an nur absorbierenden, nicht aktiven Stoffen. Auch hier fiel das Ergebnis negativ aus, das Chlorkalium zeigte unabhängig von seiner Darstellung dieselbe konstante Aktivität.

Dagegen glaubten wir anfangs einen kleinen Erfolg verzeichnen zu dürfen, als wir eine Lösung von Chlorkalium durch Kieselfluorwasserstoffsäure fraktioniert gefällt hatten und den Niederschlag von Kieselfluorkalium untersuchten. Es fand sich ein ganz geringer Überschuß an Aktivität über die nach dem Kaliumgehalte allein zu erwartende.

Um den Sachverhalt klarzustellen, wandten wir uns durch Vermittelung des Herrn Przibylla, Chemikers am Kgl. Kaliwerk zu Vienenburg am Harz, an die Direktion des betreffenden Werkes mit der Bitte, aus einer größeren Menge Chlorkaliums fraktionierte Fällungen mit Kieselfluorwasserstoffsäure für uns ausführen zu lassen. Dieser Bitte ist in freundlichster Weise entsprochen. Zu den Fällungen wurde ein sehr reines Chlorkalium verwandt, das von Herrn Dr. Feit aus 150 kg 99prozentigen Ausgangsmaterials durch fraktionierte Kristallisationen als schwer löslichstes Produkt erhalten war. Zwei Fällungen wurden hintereinander vorgenommen. Indessen zeigten beide uns übersandten Fraktionen bei ihrer Prüfung durchaus keine bemerkbare Anreicherung der Aktivität. Um genau vergleichbare Daten zu erlangen, verwandelten wir wieder einen Teil des Fluorkieselkaliums durch Abrauchen mit Schwefelsäure in Kaliumsulfat und letzteres durch Umsetzen mit Chlorbarium in Chlorid. Da dies Produkt sich während der chemischen Behandlung durch Aufnahme von Eisen (aus einer emaillierten Schale) als mit Eisenchlorid verunreinigt erwies, so wurde es durch Zusatz von etwas reiner Kalilauge davon befreit. Die durch Filtrieren von Eisenoxyd getrennte Lösung von Chlorkalium wurde eingedampft und das Produkt mit reinem Chlorkalium auf seine Aktivität hin verglichen. Es ergab sich kein Unterschied.

Einen zweiten Teil des Fluorkieselkaliums digerierten wir mit Kalilauge bis zum Verschwinden der alkalischen Reaktion. Die Flüssigkeit zur Trockne eingedampft ergab einen Rückstand von unzersetztem Kieselfluorkalium, von Kieselerde und Fluorkalium. Letzteres konnte leicht mit Wasser ausgezogen werden. Das getrocknete Fluorkalium war wesentlich stärker aktiv als eine gleiche Menge Chlorkalium. Das Verhältnis der Strahlungsintensitäten fand sich im Mittel als 123 : 100. Berechnet man indessen das zu erwartende Verhältnis einfach aus dem des Kaliumgehaltes der beiden Salze KFl und KCl, so findet man 129 : 100. Tatsächlich hat also keine Anreicherung der Aktivität stattgefunden. Allerdings ist diese letztere Methode der Umwandlung des Fluorkieselkaliums in Fluorkalium durch Zusatz von Kalilauge insofern unempfindlicher, als nur ein Drittel des Kaliumgehaltes des Endproduktes aus dem Kieselfluorkalium herstammt. Sie empfiehlt sich aber durch die Leichtigkeit, mit der die chemische Umsetzung erfolgt und würde, wenn wirklich

Digitized by Google

eine Konzentration der Aktivität in dem Kieselfluorkalium vorgelegen hätte, diese auch sicherlich aufgedeckt haben.

Ebensowenig war es uns möglich, einer Lösung reiner Sylvinkristalle durch Kochen mit Knochenkohle oder durch Ausfällen kolloiden Schwefels nach Zusatz von Natriumthiosulfat und Salzsäure eine Spur von aktiver Substanz zu entziehen, ein Verfahren, das gegenüber gewissen aktiven Gliedern der Uran- und Thorfamilie mit Vorteil angewandt wird.

Schließlich haben wir auch noch auf eine Emanation des Kaliums gefahndet. Bekanntlich sind gasförmige radioaktive Körper, eben die sogenannten Emanationen, in den Reihen des Thoriums, des Radiums und Aktiniums vertreten und bieten eines der schärfsten Erkennungsmittel für diese Elemente dar. Es schien — der Analogie nach — wohl möglich, daß ein radioaktives Gas auch vom Kalium entwickelt werden könnte. Schon von anderer Seite[1]) war, allerdings ohne Erfolg, nach Spuren von Radiumemanation in den Kaliumsalzen gesucht. Durch die Freundlichkeit der Kgl. Direktion des Vienenburger Werkes ist es uns ermöglicht, eine Probe auf die Existenz einer Kaliumemanation in sehr großem Maßstabe zu machen.

Wir gingen dabei von der Erwartung aus, daß eine solche Emanation analog denen des Radiums, Thoriums und Aktiniums aktive Zerfallsprodukte bildet, die, wenn die Umwandlung in atmosphärischer Luft erfolgt, von negativ geladenen Körpern angezogen werden und auf solchen sich ansammeln lassen.

Durch einen Bretterverschlag wurde uns ein großer Raum von über 10 m Höhe im Karnallitlager abgeschlossen, der eine steil ansteigende Halde eines Gerölls aus Karnallitblöcken, untermischt mit fein zerriebenem Material enthielt. Es waren somit die Bedingungen für eine leichte Diffusion einer Emanation aus diesem lockeren Gefüge in dem Beobachtungsraum sicher erfüllt. In diesem spannten wir, die Böschung der Halde empor, an isolierten Haken einen Kupferdraht aus, den wir durch Anschluß an den negativen Pol einer Trockensäule auf —2000 Volt luden. Der positive Pol stand mit der Schienenleitung der Salzförderungsanlage in Verbindung und war dadurch vorzüglich geerdet. Die freie Spannung wurde an einem Braunschen Elektrometer gemessen. Auf eine gute Erdleitung mußte Bedacht genommen werden, weil bei der großen Trockenheit der Luft in dem Raume (infolge der hygroskopischen Wirkung des Karnallits) auf eine ausreichende Ableitung durch den Holzkasten, der die Säule einschloß, nicht gerechnet werden durfte. Der Draht blieb 18 Stunden in geladenem Zustande sich selbst überlassen, dann wurde er möglichst schnell auf einen Drahtnetzzylinder aufgewunden und nach Verlauf von 30 Minuten (welche Zeit zum Heraufbefördern notwendig war) in die über Tage aufgestellte Ionisierungskammer gebracht. Er wies eine wenn auch äußerst geringe Aktivität auf, die wie die der Zerfallprodukte der Radiumemanation in etwa 30′ auf ihren Halbwert sank. Dies Ergebnis ist indessen keineswegs überraschend. Überall in den Strecken des Bergwerks wird nämlich durch die vorzügliche Wetterführung frische Außenluft verbreitet, die somit auch in den abgeschlossenen Versuchsraum langsam durch Diffusion eindringen mußte. Da sie normalerweise Radiumemanation mit sich führt, so konnten deren Zerfallsprodukte zu dem geladenen Drahte gelangen und sich auf ihm niederschlagen. Merkwürdig war allerdings eine Erscheinung, die eine nochmalige Anstellung des Versuches unter möglichster Abkürzung der Zeit zwischen dem Einholen des Drahtes und seiner Einführung in die Ionisierungskammer erfordern wird. Die schwache Aktivität des Drahtes schien nämlich anfangs etwas anzusteigen, um erst dann in regelmäßiger Weise abzufallen. Bei kurzen Expositionszeiten ist ein solcher anfänglicher Anstieg der Aktivität nichts Anormales, vielmehr eine von der Theorie vorausgesehene Folge der verschiedenen Strahlung der aufeinanderfolgenden Umwandlungsprodukte. Ob die Erscheinung in unserem Falle reell war, ob vielleicht zugleich eine gemischte Aktivierung des Drahtes durch Radium- und Thoriumabkömmlinge vorlag, darüber hoffen wir bei nächster Gelegenheit Klarheit zu gewinnen.

Immerhin ist es in hohem Maße unwahrscheinlich, daß von den Kaliumsalzen eine radioaktive Emanation entwickelt wird. Es braucht wohl kaum bemerkt zu werden, daß dieser negative Befund kein Beweismaterial gegen die Annahme einer wesentlichen Aktivität des Kaliums abgibt, er bedeutet nur das Fehlen eines gasförmigen aktiven Körpers unter den Abbauprodukten des Kaliumatoms.

Wir haben uns im vorigen auf Mitteilung der Versuche beschränkt, deren Methode in irgendeiner Weise von der anderer Beobachter abwich. Die Ergebnisse der hier beschriebenen sowie auch zahlreicher anderer Versuche, bei denen wir uns auf Wiederholung der Arbeiten von Campbell und McLennan beschränkten, haben alle zu der Bestätigung des eingangs schon hervorgehobenen Ergebnisses geführt, daß sich die Aktivität des Kaliums nicht durch Beimengungen bekannter aktiver Produkte erklären läßt. Unbekannte Radioelemente von

1) Campbell u. Wood, a. a. O.

Digitized by Google

genügend langer Lebensdauer, die ein Verhalten ähnlich der Kaliumaktivität zeigen könnten, wären vielleicht in den Uran- und Thorreihen hinter den jetzt angenommenen Endprodukten zu suchen. So könnte man an einen Körper denken, der mittelbar oder unmittelbar auf das Polonium folgte, sich durch sehr lange Umwandlungszeit und die Aussendung durchdringender β-Strahlen auszeichnete und seiner chemischen Natur nach sich wie ein Alkalimetall verhielte. Ein solcher Körper würde durch die leichte Löslichkeit seiner Verbindungen in Wasser der Auffindung vielleicht bis jetzt entgangen sein, müßte sich aber in alten Poloniumpräparaten mit genügend empfindlichen Methoden erkennen lassen. Auf unsere Bitte hat Herr Giesel die Güte gehabt, aus Lösungen alter Poloniumpräparate alle Schwermetalle einschließlich des Poloniums zu entfernen und uns die Rückstände zur Verfügung zu stellen. Es war uns indessen nicht möglich, darin etwas anderes als Spuren von Radium D zu erkennen, das sich durch eine in der Zeit langsam ansteigende α-Strahlung infolge der Regenerierung von Polonium verriet.

Da es somit nicht möglich erscheint, die Kaliumaktivität aus fremden Quellen abzuleiten oder sie von dem Kalium abzutrennen, so bleibt nichts übrig, als dies Element unter die radioaktiven mit aufzunehmen. Die Beweisführung war zunächst auf negative Ergebnisse gegründet, doch kann man auch ein positives heranziehen. Es ist dies die ebenso wie beim Kalium festgestellte Aktivität des chemisch höchst ähnlichen Rubidiums. Auch wir haben uns davon überzeugt, daß diese sicher besteht, und daß die Strahlung des Rubidiums wesentlich leichter absorbierbar ist als die des Kaliums. Dagegen zeigt das so nahe verwandte Cäsium keine Aktivität, ebensowenig wie Natrium und Lithium. Es ist nun schwer vorstellbar, selbst wenn wir annehmen wollten, daß Kalium und Rubidium ihre Aktivität derselben Beimengung verdankten, daß diese nur von dem chemisch so nahestehenden Cäsium abtrennbar sein sollte. Da nun aber Rubidium und Kalium qualitative und quantitative Unterschiede in ihrer Aktivität zeigen, so scheint es um so mehr ausgeschlossen, diese auf ein und denselben Begleiter beider Elemente zurückzuführen.

Andererseits darf man nicht unbeachtet lassen, daß durch Anerkennung der spezifischen Aktivität jener beiden Alkalimetalle gewisse Übereinstimmungen unter den Radioelementen wegfallen, auf die man bislang einigen Wert gelegt hat.

Die Atomgewichte der beiden Elemente, besonders das des Kaliums, sind im Vergleich zu denen des Urans, Thors und Radiums so niedrig, daß die plausible Vorstellung von der Instabilität eines Atoms einzig infolge zu großer Masse ihnen gegenüber nicht anwendbar bleibt. Auffallend ist auch in diesem Zusammenhange besonders der Mangel an Aktivität beim Cäsium, dem Alkalimetall vom höchsten Atomgewicht.

Ferner vermißt man die Analogie mit den langen Reihen von Umwandlungsprodukten, wie sie in der Uran- und Thorfamilie auftreten, wobei auch das Fehlen von Emanationen und α-strahlenden Körpern bemerkenswert erscheint.

Weitere Untersuchungen über die Einheitlichkeit der Kalium- und Rubidiumstrahlung, die allerdings bei der Kleinheit der Wirkung sehr schwierig sind, würden vielleicht Aufschluß darüber geben können, ob nur eine einfache Atomumwandlung vorliegt, oder eine Kette von solchen, in der jedes Glied eine durch die Geschwindigkeit der abgeschleuderten Elektronen charakterisierte Strahlung aussendet.

Auf jeden Fall verdienen die hier behandelten Erscheinungen gerade deshalb, weil sie in das sonst so vorzüglich ausgearbeitete System unserer Erfahrungen über die Radioaktivität anscheinend nicht ohne Zwang einzufügen sind, eine ganz besondere Beachtung.

Die Kosten der Untersuchung, soweit uns solche bei dem freundlichen Entgegenkommen der Direktionen der Vienenburger und Hedwigsburger Kaliwerke erwuchsen, sind, wie wir dankend hervorheben, aus Mitteln der Jagorstiftung in Berlin bestritten.

Wolfenbüttel, im November 1909.

(Eingegangen 28. Februar 1910.)

Luftelektrische Beobachtungen bei einer Ballonfahrt.

Von Albert Gockel.

Für die internationale Ballonwoche im Dezember 1909 hatte der Schweizerische Aeroklub die Güte, Herrn Dr. de Quervain und dem Verfasser seinen Ballon Gotthard zur Verfügung zu stellen. Ungünstige Witterungsverhältnisse bewirkten, daß die Fahrt auf den letzten Tag der Woche, den 11. des Monats, verschoben werden mußte. Die rein meteorologischen Beobachtungen wurden von Herrn Dr. de Quervain, der in der Führung des Ballons von Herrn Leutnant Müller unterstützt wurde, die luftelektrischen vom Verfasser vorgenommen.

Die Witterungslage an dem genannten Tage war folgende: über Irland lag ein flaches Minimum (750 mm), über Rußland ein Maximum (770 mm), in der Schweiz betrug der auf Meeres-

Digitized by Google

höhe reduzierte Druck circa 766 mm. Der Himmel war fast in ganz Mitteleuropa bedeckt. Die Windrichtung war starken lokalen Schwankungen unterworfen. In Zürich, unserm Aufstiegspunkt, wehte am Morgen schwacher Nordwind, der in der Höhe, wie unsere Fahrt aufwies, in NO überging. Über den äußeren Verlauf der Fahrt nur einige Worte. Schneefall am Morgen, der erst im Laufe des Vormittags nachließ, bewirkte, daß wir erst 11 Uhr von der Gasanstalt Schlieren bei Zürich abfahren konnten. Wir gerieten sofort in Stratuswolken, die sich in einer Höhe von 1350 m lichteten. Bei 1500 m wurden eine halbe Stunde nach der Abfahrt die Wolken durchstoßen und wir fuhren nun ständig im schönsten Sonnenschein über einer Wolkendecke, die uns jede Aussicht auf die Erde entzog. Über uns schwebten nur vereinzelte Altokumuli. Der Ballon wurde nun bis $1^h 30$ in einer Höhe von ungefähr 2500 m gehalten und dann weiter in die Höhe getrieben, $2^h 30$ wurde die höchste Höhe von 4500 m bei einer Temperatur von -22^0 C erreicht. Gegen 3 Uhr mußte wegen des Sinkens der Sonne an die Landung gedacht werden. Unterhalb 2000 m tauchten wir wieder in die Wolken ein. Die Landung erfolgte auf einer waldigen Jurahöhe westlich von Biel in einer Seehöhe von 1400 m.

Die Messungen mit dem Ebertschen Ionenapparat wurden eine Stunde nach der Abfahrt in einer Höhe von 2000 m begonnen. Die Umdrehungsgeschwindigkeit des Aspirators nahm natürlich mit abnehmendem Luftdruck zu. Da nach Angabe des Fabrikanten die in dem Intervall von 2 Glockenzeichen geförderte Luftmenge von der Umdrehungsgeschwindigkeit des Federgehäuses nur wenig beeinflußt wird, so wurde von der Anbringung der schwer zu bestimmenden Korrektur für die etwaige Änderung der Fördermenge abgesehen. Die Temperatur schwankte während der ersten Messung zwischen -7^0 und -9^0C. Die relative Feuchtigkeit lag zwischen 80 und 90 Proz. Es ergab sich J_+ (Gehalt an positiven Ionen im Kubikmeter) zu 0,156, J_- zu 0,143 E.S.E., $Q = \frac{J_+}{J_-}$ zu 1,09. Eine zweite Messung von J_- allein wurde zwischen $1^h 45$ und 2^h in einer Seehöhe von 3000 m vorgenommen. Dieselbe ergab bei einer Temperatur von -12^0 und einer relativen (mit dem am Korbrand aufgestellten Haarhygrometer gemessenen) Feuchtigkeit von 58 Proz., J_- zu nur 0,035 E.S.E. Wir befanden uns offenbar, wie auch die bei photographischen Aufnahmen konstatierte Lichtschwäche zeigte, in einer Absorptionsschicht, die sich von der Oberfläche der Wolken bis in diese Höhe erstreckte. Dagegen zeigte sich ein normaler Ionengehalt bei den beiden folgenden Messungen, die zwischen 2^h und $2^h 40$ in einer Höhe von 4000—4500 m vorgenommen wurden. Es ergab sich J_+ zu 0,462, J_- zu 0,470 E.S.E., Q also zu 0,98, d. i. unter Berücksichtigung, daß die beiden Messungen weder zu gleicher Zeit noch am gleichen Ort vorgenommen wurden $= 1$. Die Temperatur schwankte zwischen -19^0 und -22^0.

Des weiteren wurden Messungen der in der Atmosphäre vorhandenen durchdringenden Strahlung vorgenommen, das hierzu verwendete Instrument bestand aus einem Wulfschen Elektrometer, auf das eine aus 2 mm starkem Kupferblech bestehende zylindrische Ionisierungskammer von 22 cm Durchmesser und 18,5 cm Höhe, also 7,03 l Inhalt aufgeschraubt war. Der als Zerstreuungskörper dienende Stift hatte eine Höhe von 70 und einen Durchmesser von 9 mm. Die Kapazität des Ganzen war 6,25 cm. Sämtliche Verschraubungen waren mit Leder und Fett gut gedichtet. Trockenmittel wurden keine angewandt, weil dieselben bei den im Ballon unvermeidlichen Schwankungen des im Ring aufgehängten Apparates leicht zur Verunreinigung des Apparates hätten Veranlassung geben können. Dieselben erwiesen sich hier in Freiburg bei dem guten Verschluß des Apparates auch niemals als notwendig. Ein zweiter Apparat, der zur Kontrolle hätte dienen sollen, und dessen Isolation ohne Öffnung des Apparates geprüft werden konnte, traf leider nicht rechtzeitig ein. Die Zerstreuungsgeschwindigkeit im Apparat schwankte hier in Freiburg während dieses Winters zwischen 10 und 14 Volt/Stunden, entsprechend einem Sättigungsstrom von 5,78—8,09 $\times 10^{-5}$ E.S.E. Kurz vor der Abfahrt in der Maschinenhalle des Gaswerkes betrug die Zerstreuung 13,8 Volt/Stunden. Sie stieg, wie dieses auch hier in Freiburg im dichten Nebel wiederholt der Fall war, sofort auf den dreifachen Wert an, um, gleich nachdem die Wolken durchstoßen waren, auf 9,5 Volt Stunden zu fallen. Da die Isolation nicht geprüft werden konnte, so liegt natürlich die Vermutung nahe, daß das starke Ansteigen der Zerstreuung in der Wolke auf Rechnung der mangelhaft gewordenen Isolation zu setzen ist. Wie schon bemerkt, konnte aber dieselbe Erscheinung auch in Freiburg öfters beobachtet werden, wo sofort vorgenommene Isolationsbestimmungen den Beweis erbrachten, daß eine Störung der Isolation nicht vorgekommen war, und zweitens widerspricht es allen Erfahrungen, daß die mangelhaft gewordene Isolation eines solchen Elektrometers sich ohne Anwendung von Trockenmitteln oder künstlicher Erwärmung wieder verbessert und

Digitized by Google

daß der Elektrizitätsverlust im Instrument dabei innerhalb 20 Minuten auf einen Wert zurückgeht, der geringer ist als der vor dem Mangelhaftwerden der Isolation bestandene. Das Resultat steht übrigens auch im Einklang mit Versuchen von Mache, der während Regen am Erdboden noch stärkere Zunahme der durchdringenden Strahlung bemerkte. Die aktiven Niederschläge dienen offenbar, wie auch die Versuche der Frau Curie zeigen, als Kondensationskerne für die Wassertröpfchen und sinken mit diesen hernieder, es muß also in der Wolke ebenso wie in dichten Nebeln am Erdboden eine Anhäufung von α-strahlenden Elementen eintreten. Die Zunahme der Strahlung bei Regen- und Schneefall ist übrigens hier in Freiburg stets viel geringer geblieben als bei Nebel, was auch zu erwarten ist, da in letzterem Fall die strahlende Substanz sich auf allen Seiten des Instrumentes anhäuft.

Während wir uns auf der Höhe von etwa 2500 m hielten, sank die Zerstreuung zeitweilig auf 5,2 Volt Stunden, stieg aber bald wieder auf 9,4. Wenn man sich der besseren Vergleichbarkeit mit den Angaben anderer Autoren halber des alten Wertes von $3{,}4 \times 10^{-10}$ für die Ionenladung ε bedient, entspricht die Zerstreuung von 1 Volt Stunde einer Erzeugung von 2,45 Ionen per Sekunde im Kubikzentimeter. Während der Ballon im raschen Steigen begriffen war, schien die Zerstreuung wieder zuzunehmen, doch lege ich darauf kein Gewicht, weil eine Beeinflussung der Fadeneinstellung durch die Vertikalbewegung des Ballons und die damit verbundene Temperaturänderung nicht ausgeschlossen ist. Als der Ballon fast eine Stunde lang in einer Höhe von 4000—4500 m blieb, fand ich die Zerstreuung zu 9,2 Volt Stunden, also nur wenig geringer als unten (jede der angegebenen Zahlen ist das Mittel aus einer größeren Anzahl Ablesungen, die immer nur dann gemacht wurden, wenn der Ballonkorb möglichst ruhig war). Während des nachherigen raschen Fallens trat eine beträchtliche Verminderung der Zerstreuung ein, doch waren genaue Messungen nicht mehr möglich.

Das Resultat der Messungen ist demnach, daß in der freien Atmosphäre zwar eine Verminderung der durchdringenden Strahlung eintritt, aber lange nicht in dem Maße, wie man es erwarten könnte, wenn die Strahlung in der Hauptsache vom Boden ausgeht. Zwei Umstände könnten das Resultat unsicher machen: Erstens, der Ballon konnte sich im Erdfeld mit aktivem Niederschlag bedecken, er konnte, wenn er seine Anfangsladung mit in die Höhe nahm, wie ein negativ geladener der Atmosphäre exponierter Körper wirken. Daß sich auch in der freien Atmosphäre solche Körper noch mit Induktionen bedeckten, beweisen die Versuche von Flemming[1]). Wenn wir jedoch beim Aufstieg Wolken passierten, aus denen feiner Schnee fiel, so erscheint es mir nicht sehr wahrscheinlich, daß der Ballon 4 Stunden lang seine anfängliche Ladung bewahrte. Zweitens konnte die Isolation mangelhaft geworden sein. Dieses nachzuprüfen war mir nämlich leider nicht möglich. Zwar gingen wir schon um 3 Uhr nieder, aber der Umstand, daß wir bei dem dichten Nebel, der einen Ausblick auf die Erdoberfläche erst in unmittelbarster Nähe derselben gestattete, in einen Wald gerieten, bewirkte, daß die Bergung der Insrumente erst erfolgen konnte, als die hereinbrechende Dunkelheit zum schleunigen Einpacken zwang. Als dann spät am Abend die nächste Ortschaft erreicht war, stellte es sich heraus, daß ein kleiner Unfall, der dem Träger des Instrumentes bei dem langen Marsch im tiefen Schnee zugestoßen war, eine Isolationsprüfung unmöglich gemacht hatte. Gegen die Annahme, daß eine Verschlechterung der Isolation während der Fahrt eingetreten, spricht der Umstand, daß längere Zeit hindurch und noch am Schluß sehr geringe Zerstreuungen beobachtet wurden, zweitens lag, nachdem die Wolken einmal passiert waren, bei einer relativen Feuchtigkeit von 55 Proz. gar kein Anlaß mehr zu einer solchen vor und drittens stand das Instrument in derselben Zusammensetzung hier in Freiburg im Regen- und Schneegestöber, ohne daß ich je eine Verschlechterung der Isolation wahrnehmen konnte.

Dem Schweizerischen Aeroklub, der die Kosten der Fahrt trug, dem Vorstand der Züricher Subsektion desselben, Herrn Hauptmann Meßner und meinen beiden Begleitern spreche ich auch an dieser Stelle meinen herzlichen Dank für die geleistete Beihilfe bei diesen Untersuchungen aus.

Freiburg (Schweiz), Februar 1910.

1) H. Flemming, diese Zeitschr. **9**, 801, 1908.

(Eingegangen 25. Februar 1910.)

Über einen Einfluß des Metalls der Funkenstrecke auf die Frequenz elektrischer Schwingungen.

Von Max Wien.

§ 1. Es wird allgemein angenommen, daß bei der Entladung eines Kondensators durch einen Funken die Frequenz der elektrischen Schwingungen durch die Thomsonsche Formel

Digitized by Google

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{CL} - \left(\frac{W}{2L}\right)^2}$$

gegeben sei, worin C und L die wirksame Kapazität und Induktivität, W der Leistungswiderstand ist. Die Ausmessung des im rotierenden Spiegel gewonnenen Funkenbildes ergab auch z. T. eine vorzügliche Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Werte der Frequenz[1]).

Im Gegensatz dazu zeigte sich bei Bestimmungen des Funkendekrements mittels der Resonanzmethode, daß nicht nur das Dekrement, sondern auch die Frequenz in verhältnismäßig hohem Maße von dem Metall der Elektroden abhängt: die mit verschiedenen Metallen unter sonst genau gleichen Umständen gewonnenen Resonanzkurven waren nicht nur verschieden breit, sondern auch gegeneinander verschoben.

Die Erscheinung selbst soll zunächst durch ein Beispiel erläutert werden. Der Schwingungskreis bestand dabei aus zwei in Serie geschalteten Luftkondensatoren von je $2{,}6 \cdot 10^{-4}$ Mf., einer weiten Kupferdrahtspule von etwa 40000 cm Induktivität und einer Funkenstrecke von 0,25 cm. Die Elektroden der Funkenstrecke waren das eine Mal Magnesium-, das andere Mal Silberkugeln von 1,7 cm Durchmesser, die durch Ab- und Anschrauben vertauscht werden konnten, während im übrigen alles ungeändert blieb. Die Resonanzkurven wurden in der bekannten Weise in einem Meßkreis mittels eines Drehkondensators aufgenommen; in der folgenden Tabelle sind C_2 die Grade des Drehkondensators, α_{100} die auf den Maximalausschlag 100 umgerechneten Galvanometerausschläge.

Tabelle 1. Fig. 1.

a) Magnesium Kurve I		b) Silber Kurve II		c) Magnesium, Kurve III Schwingungskreis künstlich stärker gedämpft	
C_2	α_{100}	C_2	α_{100}	C_2	α_{100}
132°	29,1	130	29,3	126	21,1
134	55,5	132	44,8	129	41,8
136	83,3	134	65,7	132	66,8
138	100	136	83,4	135	89,5
140	90,8	138	96,4	138	100
142	67,5	140	100	141	92 9
144	38,8	142	93,8	144	72,2
146	18,7	144	82,2	147	50,8
		146	65,8	150	30,3
		148	48,9		
		150	33,3		

Aus der Fig. 1 ist zu entnehmen, daß die Resonanzkurve II (Silberelektroden) nicht nur breiter

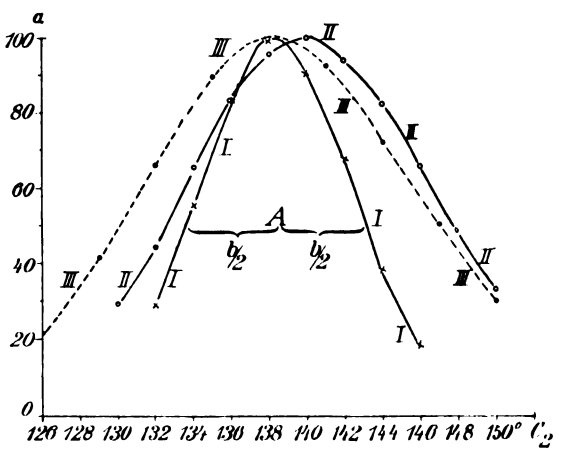


Fig. 1.

ist, sondern auch um beinahe 2° der Kondensatorteilung gegenüber der Kurve I (Magnesiumelektroden) nach rechts, also nach der größeren Wellenlänge hin, verschoben ist. Die Ausmessung der Kurven ergibt für die Halbierungspunkte der Breite der Resonanzkurve für die Kurve I bei $\alpha_{100} = 90$, $C_2 = 138{,}3$, bei $\alpha_{100} = 50$ (Punkt A der Fig. 1), 138,4, für die Kurve II bei $\alpha_{100} = 90$, $C_2 = 139{,}9$, bei $\alpha_{100} = 50$, 140,2, also eine Verschiebung von 1,6° bezw. 1,8°, oder eine Änderung von C_2 um 1,14 bezw. 1,28 Proz., entsprechend einer Vergrößerung der Wellenlänge um 0,57 bezw. 0,64 Proz.

§ 2. Das Dekrement $\mathfrak{d}_1$ der Schwingung ergibt sich aus den Resonanzkurven bei Magnesium zu 0,097, bei Silber zu 0,157. Es wäre denkbar, daß die beobachteten Verschiebungen eine direkte Folge der größeren Dämpfung seien. Die Theorie von B. Macků[1]) ergibt unter Vernachlässigung aller Korrektionsglieder für den Stromeffekt im Thermoelementkreis eine Verschiebung des Gipfels der Resonanzkurve, die einer Verkleinerung der Wellenlänge um $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_0 = \frac{\mathfrak{d}_1(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)}{8\pi^2}$ entspräche, eine Verschiebung des Halbierungspunktes der Breite der Resonanzkurve für $\alpha_{100} = 50$, die eine Vergrößerung der Wellenlänge um

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{50} = \frac{(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)(3\mathfrak{d}_1 + 4\mathfrak{d}_2)}{8\pi^2}$$

entspräche. Daraus ergibt sich in unserem Falle bei Magnesium $(\Delta\lambda/\lambda)_0 = -0{,}01$ Proz., $(\Delta\lambda/\lambda)_{50} = +0{.}04$ Proz., bei Silber $(\Delta\lambda/\lambda)_0 = -0{,}03$ Proz., $(\Delta\lambda/\lambda)_{50} = +0{,}10$ Proz. Demnach würde Silber gegenüber Magnesium eine Verschiebung des Gipfels zeigen müssen, die einer

1) Vgl. z. B. Diesselhorst, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie I, S. 262, 1908; A. Campbell, Electrician, 21. Jan., 1910, S. 612.

1) B. Macků, Jahrbuch der drahtl. Telegraphie **2**, 251, 1909.

Digitized by Google

Verkleinerung der Wellenlänge um 0,02 Proz., und eine Verschiebung des Halbierungspunktes der Resonanzkurve für $a_{100} = 50$, die einer Vergrößerung der Wellenlänge um 0,06 Proz. entspräche — Änderungen, durch die die große beobachtete Verlängerung der Wellenlänge um 0,57 bezw. 0,64 Proz. sich nicht erklären läßt.

Um den Nachweis, daß die Verschiebung der Resonanzkurve nicht direkt auf die Vermehrung der Dämpfung zurückzuführen ist, auch experimentell zu führen, wurde die Versuchsreihe mit den Magnesiumelektroden wiederholt, nachdem die Dämpfung des Schwingungskreises durch Einschaltung von Manganinwiderstand künstlich auf $\delta_1 = 0{,}178$ vermehrt war. Dabei wurde Sorge getragen, daß die Induktivität des Kreises die gleiche blieb, indem durch den Manganindraht ein Stück Kupferdraht genau gleicher Länge, Dicke und Form ersetzt wurde. Die Resultate sind in der Tabelle 1 unter c) und in der Fig. 1, Kurve III gegeben. Der Gipfel der Kurve III ist nicht merklich gegen den von I verschoben, der Halbierungspunkt der Resonanzkurve für $a_{100} = 50$ erscheint gegenüber dem entsprechenden Punkt von I ein wenig nach rechts verschoben (138,6 gegen 138,4), durchaus entsprechend der Mackůschen Theorie. Die Verschiebung der Kurve II (Silber) ist gegen III etwa die gleiche wie gegen I, obgleich das Dekrement bei III noch größer ist, wie bei II.

§ 3. Vor Mitteilung der Resultate bei verschiedenen Metallen seien noch einige Nebenumstände besprochen.

Die Warburgsche Funkenverzögerung übt bei den meisten Metallen einen sehr erheblichen Einfluß auf die Entladung aus; es war daher notwendig, sie durch Beleuchtung der Elektroden mit ultraviolettem Licht aufzuheben. Dies geschah durch eine Bogenlampe, die der Funkenstrecke so weit genähert wurde, daß eine weitere Näherung keinen Einfluß mehr auf die Messung hatte. An anderem Ort gedenke ich auf diese Frage näher einzugehen, es sei hier nur bemerkt, daß bei Magnesium überhaupt kein merklicher Einfluß der Beleuchtung sich konstatieren ließ; eine schwache Beleuchtung genügte bei Kadmium, Zink, Aluminium, Wismut, eine stärkere mußte bei Kalzium, Blei, Platin, Kupfer, Silber verwandt werden, um die Verzögerung gänzlich aufzuheben. Eine merkliche Herabsetzung des Potentials durch die Beleuchtung trat nicht ein. Bei den Versuchen wurde auch dort, wo keine Beleuchtung nötig war (Magnesium), die Lampe brennen gelassen, um möglichst gleiche Versuchsbedingungen zu schaffen.

§ 4. Die Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden war von merklichem Einfluß auf die Erscheinung. Bei den meisten Metallen vermindert frisches Putzen das Funkendekrement und gleichzeitig wird die Verschiebung der Resonanzkurve kleiner. Am auffälligsten war dies bei Blei. Bei ganz frisch geputzten Bleielektroden war keine Verschiebung gegen Magnesium zu konstatieren und die Dämpfung war noch etwas geringer als bei diesem. Das Dekrement stieg jedoch schnell an, und gleichzeitig verschob sich die Resonanzkurve erheblich nach rechts. Die schließlich nach längerem Funkenübergang erreichten Werte waren jedoch bei Blei so unsicher und schwankend, daß sie in die Tabelle 2 nicht aufgenommen wurden.

Ein ähnlicher, wenn auch nicht ganz so großer Einfluß des Putzens ließ sich bei den meisten Metallen nachweisen, so war z. B. bei Silber in einem Falle gleich nach dem Putzen das Dekrement $\delta_1 = 0{,}080$, die Vergrößerung der Wellenlänge gegen Magnesium $\Delta\lambda/\lambda = 0{,}15$ Proz.; nach 5 Minuten Funkenübergang $\delta_1 = 0{,}091$, $\Delta\lambda/\lambda = 0{,}25$; nach $^1/_2$ Stunde $\delta_1 = 0{,}109$, $\Delta\lambda/\lambda = 0{,}35$ Proz. Nach längerer Pause waren Dekrement und Verschiebung wieder etwas kleiner, um bei erneutem Funkenübergang wieder etwas anzuwachsen. Bei Magnesium war der Einfluß des Putzens sehr gering und nach wenigen Funken blieb der Wert des Dekrements und der Resonanzlage unverändert.

Die Elektrizitätsquelle (Induktorium oder Influenzmaschine) und die Größe der Elektroden hatten keinen merklichen Einfluß auf die Erscheinung. Wie sie von der Größe der Kapazität und der des Funkenpotentials abhängt, soll weiter unten gezeigt werden.

§ 5. In der Tabelle 2 sind die Resultate der Messungen an verschiedenen Metallen angeführt, die unter gleichen Umständen gewonnen waren. Die Kapazität (Preßgaskondensatoren) betrug dabei $4{,}3 \cdot 10^{-4}$ Mf., die Induktivität etwa 40000 cm, die Funkenlänge 0,5 cm. Hier, wie auch bei den übrigen Versuchen waren die Dekremente der Schwingungskreise ohne Funken sehr klein (unter 0,01), ebenso auch das des Meßkreises. Bei der Messung wurde in der bekannten Weise die Änderung der Kapazität des Meßkondensators nach beiden Seiten beobachtet, für welche der Galvanometerausschlag zur Hälfte reduziert wurde (Halbwerteinstellung). Aus der Differenz ergab sich das Dekrement, aus dem Mittel der beiden Einstellungen (z. B. Fig. 1, Punkt A) die Wellenlänge, jedoch nach § 2 wegen des Einflusses der Dämpfung etwas zu hoch. Aus der Differenz dieser Einstellungen gegenüber Kalzium und Magnesium ergab sich die unkorrigierte Änderung der Wellenlänge

Digitized by Google

$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)'$, die mithin etwas zu groß ist; $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ gibt dann die Änderung der Wellenlänge nach Abzug dieser kleinen Korrektion, wie sie sich aus den gemessenen Dekrementen nach der Theorie berechnet (vgl. § 2). a_m gibt die Maximalausschläge des Galvanometers im Meßkreis für das betreffende Metall, bezogen auf den = 100 gesetzten Ausschlag bei Kalzium.

Tabelle 2.

$F = 0{,}5$ cm. $C_1 = 4{,}3 \cdot 10^{-4}$ Mf.

Metall	$\mathfrak{d}_1$	a_m	$(\Delta\lambda/\lambda)'$ %	$\Delta\lambda\,\lambda$ %
Kalzium . .	0,057	100	—	—
Magnesium	0,059	97	—	—
Wismut . .	0,062	89	0,01	0,01
Kadmium .	0,065	81	0,04	0,04
Antimon . .	0,071	77	0,09	0,08
Zink	0,071	77	0,08	0,07
Aluminium	0,073	70	0,08	0,07
Platin . . .	0,084	63	0,16	0,14
Kupfer . . .	0,090	53	0,25	0,22
Silber . . .	0,116	40	0,35	0,30

Die Metalle sind nach wachsendem Dekrement geordnet, das, wie man sieht, recht erheblich von dem Metall der Elektroden abhängt; wegen des oben besprochenen Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit können die angegebenen Werte nur der Größenordnung nach gelten. Die Ausschläge a_m nehmen etwa der Zunahme des Dekrements entsprechend ab. Die Zunahme der Wellenlänge $\Delta\lambda/\lambda$ wächst durchweg Hand in Hand mit dem Dekrement. Diese Zunahme ist jedoch. wie schon oben besprochen, durchaus nicht etwa eine Wirkung des höheren Dekrements an sich. Diese ist sehr viel geringer und auch schon bei der Berechnung von $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ aus $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)'$ in Abzug gebracht. Ich komme sogleich hierauf zurück, vorher soll noch der Einfluß des Funkenpotentials und der Kapazität auf die Erscheinung erläutert werden.

§ 6. Tabelle 3 gibt die bei Magnesium-, Zink- und Silberelektroden unter gleichen sonstigen Umständen ($C_1 = 4{,}3 \cdot 10^{-4}$ Mf., $L_1 = 40000$ usw.) beobachteten Werte für verschiedene Funkenlängen.

Dekrement und Vergrößerung der Wellenlänge nehmen mit wachsender Funkenlänge ab. Andererseits tritt bei den längeren Funken die Veränderung der Wellenlänge deutlicher in die Erscheinung, weil bei der kleineren Dämpfung die Resonanz eine schärfere ist. Eigentümlich ist, daß Zink sich bei kleinen Funken in seinem ganzen Verhalten mehr dem Silber, bei größeren mehr dem Magnesium nähert.

Tabelle 4 gibt zwei Versuchsreihen, bei denen die Kapazität im Verhältnis von zirka 1 : 50 verändert wurde.

Tabelle 4.

$C_1 = 1{,}3 \cdot 10^{-4}$ Mf.

	$F = 0{,}1$ cm		$F = 0{,}25$ cm		$F = 0{,}5$ cm	
	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %
Magnesium	0,14	—	0,10	—	0,07	—
Silber	0,24	0,85	0,16	0,58	0,12	0,34

$C_1 = 6{,}9 \cdot 10^{-3}$ Mf.

	$F = 0{,}1$ cm		$F = 0{,}25$ cm		$F = 0{,}5$ cm	
	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %
Magnesium	0,123	—	0,080	—	0,057	—
Silber	0,155	0,23	0,119	0,16	0,084	0,09

Auch hier also Abnahme der Wellenlängenänderung mit Abnahme des Dekrements. Bei großen Kapazitäten ist die Erscheinung offenbar weniger ausgebildet wie bei kleinen und mittleren Kapazitäten.

§ 7. Aus den angeführten Versuchen folgt, daß bei den meisten Metallen unter sonst gleichen Umständen eine Zunahme des Dekrements gegenüber Kalzium und Magnesium zu beobachten ist, die von der Natur des Metalls und seiner Oberflächenbeschaffenheit abhängt. Diese Zunahme des Dekrements ist stets gleichzeitig mit einer entsprechenden Vergrößerung der Wellenlänge verknüpft. Da diese Vergrößerung der Wellenlänge nicht mit der gewöhnlichen Theorie der gedämpften Schwingungen im Einklang ist, so kann sie nur im Zusammenhang mit dem Umstande stehen, daß die Funkendämpfung nicht

Tabelle 3.

Metall	$F = 0{,}03$ cm		$F = 0{,}1$ cm		$F = 0{,}25$ cm		$F = 0{,}5$ cm		$F = 1{,}0$ cm	
	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %	$\mathfrak{d}_1$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %
Magnesium . . .	0,186	—	0,131	—	0,088	—	0,059	—	0,047	—
Zink	0,239	1,29	0,197	0,81	0,113	0,25	0,071	0,07	0,053	0,01
Silber	0,264	1,39	0,204	0,89	0,145	0,42	0,116	0,30	0,067	0,22

Digitized by Google

normal verläuft, sondern während des Schwingungsverlaufs zunimmt.

Dieser anormale Verlauf der Schwingungen muß jedoch bei den verschiedenen Metallen verschieden sein, weil bei einigen Metallen die Wellenlängenänderung sehr viel größer ist wie bei anderen. Es ist unzweifelhaft, daß die Metalldämpfe — Menge, Geschwindigkeit, Abkühlung — eine sehr wichtige Rolle bei diesen Unterschieden spielen; ich verweise in dieser Beziehung auf die interessanten Funkenaufnahmen von T. Royds[1]) mit Elektroden von verschiedenen Metallen. Ehe jedoch der Versuch einer Erklärung gemacht werden kann, bedarf es noch eines viel eingehenderen experimentellen Studiums dieser Erscheinung wie des Funkenübergangs überhaupt[2]).

Daß diese Verlängerung der Wellenlänge bei den Ausmessungen der Funkenphotographien bisher noch nicht sicher hervorgetreten ist, dürfte seinen Grund einmal darin haben, daß sie an sich recht klein ist, und die Werte der Kapazität und Induktivität für schnelle Schwingungen meistens nicht sicher genug vorlagen, ferner darin, daß z. T. Metalle mit besonders geringer Wellenlängenänderung wie Kadmium (Diesselhorst) verwendet wurden, und schließlich ist es möglich, daß bei den ersten 10—20 Schwingungen, die die Photographie noch deutlich wiedergibt und die zu den Messungen benutzt werden können, die Verlängerung noch nicht in dem Maße vorhanden ist, sondern erst später mehr hervortritt, wenn das Dekrement mit Abnahme der Amplitude angewachsen ist. Es würde also unter dieser Annahme im Verlaufe der Schwingung nicht nur das Dekrement, sondern auch die Schwingungsdauer eine allmähliche Änderung erfahren.

§ 8. Es bleibt jetzt noch die Frage zu untersuchen, ob bei Magnesiumelektroden die Erscheinung auch vorhanden ist, d. h. ob bei Verwendung von Magnesiumelektroden die Schwingungen tatsächlich die richtige Frequenz, wie sie der Thomsonschen Formel entspricht, besitzen.

Wir haben oben (Tabelle 3) gesehen, daß mit sinkendem Funkenpotential das Dekrement und die Verschiebung der Resonanzkurve überall schnell größer wird; bei Magnesiumelektroden ergaben sich unter sonst gleichen Umständen ($C_1 = 4{,}3 \cdot 10^{-4}$ Mf., $L_1 = 40000$ cm) bei verschiedener Funkenlänge F folgende Werte, wobei $\Delta\lambda$ von der Einstellung für $F = 1{,}0$ cm ab gerechnet ist.

Tabelle 5.

F	δ_1	$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)'$ %	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ %
1,0 cm	0,048	—	—
0,5 „	0,063	0,015	0,007
0,2 „	0,11	0,06	0,01
0,07 „	0,16	0,16	0,05

Die sich hieraus ergebende Vergrößerung der Wellenlänge mit sinkendem Funkenpotential ist sehr gering und übersteigt kaum die Beobachtungsfehler; sie beträgt, wie aus dem Vergleich von $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)'$ mit $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ zu ersehen ist, nur einen Bruchteil der normalen Wirkung der Dämpfung auf die Resonanzkurve[1]) und ist z. B. für $F = 0{,}07$ mehr als zwanzigmal kleiner als die bei Silberelektroden unter gleichen Umständen beobachtete Wellenlängenänderung (vgl. Tabelle 3).

§ 9. Es wäre nun, wenn auch unwahrscheinlich, so doch möglich, daß bei Magnesiumelektroden die Resonanzkurven bei allen Funkenpotentialen die gleiche Verschiebung erlitten.

Ganz befreit man den Stromkreis von dem Funken, wenn man die Funkenstrecke kurz schließt und die Schwingungen durch Stoßerregung erzeugt. Ein direkter Vergleich der Frequenz von Schwingungen, die einmal durch Stoßerregung, das andere Mal in gewöhnlicher Weise durch eine Funkenstrecke erzeugt werden, ist nicht möglich, weil die Frequenz durch die Zuleitungen zur Funkenstrecke beeinflußt wird. Es gelang, in folgender Art die Zuleitungen bei dem Vergleich zu eliminieren.

Erzeugt man durch Stoßerregung in dem Schwingungskreis $L C_1 C_3 C_2$ (Fig. 2) Schwingungen von genügender Spannung, so tritt eine Entladung durch die dem Kondensator C_3 parallel geschaltete Funkenstrecke F ein, und es schwingt dann der Kreis $L C_1 F C_2$ mit Funkenstrecke, aber ohne Zuleitungen. Schließt man F kurz, so kann man wieder durch Stoßerregung in dem Kreis $L C_1 F C_2$ Schwingungen ohne Funkenstrecke erregen, so daß man in dieser Weise den Vergleich der Frequenz eines Schwingungskreises mit und ohne Funkenstrecke ausführen kann.

1) T. Royds, Phil. Trans. A. **203**, 333, 1908 und Phil. Mag. **19**, 285, 1910. Vgl. auch A. Battelli u. L. Magri, Phil. Mag. **5**, 629, 1903.

2) Aus diesem Grunde sei auch auf die interessante Theorie der Funkendämpfung von D. Roschansky (Jahrbuch für drahtlose Telegraphie **3**, 21, 1909) hier nur hingewiesen.

1) Bei der Mackûschen Theorie ist angenommen, daß der Thermoelementkreis einen gegen die Induktivität großen Widerstand besitzt. Diese Voraussetzung war bei meinen Versuchen nicht streng erfüllt; dadurch wird der Einfluß der normalen Dämpfung noch etwas größer und $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ selbst noch kleiner als in Tabelle 5 angegeben ist.

Digitized by Google

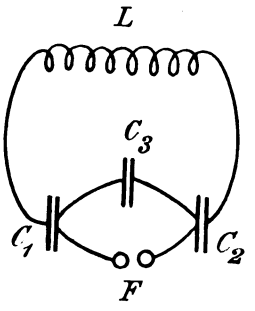


Fig. 2.

Bedenken könnte noch der Umstand machen, daß bei der Funkenentladung durch F nicht nur der Kreis LC_1FC_2 schwingt, sondern gleichzeitig auch der Kondensator C_3 sich durch F entladet, also ein zweiter gekoppelter Kreis $C_3C_1FC_2$ mitschwingt. Es wäre möglich, daß, obgleich die Koppelung lose und die Frequenz eine sehr viel höhere ist, doch diese zweite Schwingung eine Rückwirkung auf die Frequenz des Kreises LC_1FC_2 hat.

Um dies zu untersuchen, wurde der Schwingungskreis wie gewöhnlich mit Zuleitungen zur Funkenstrecke erregt und dabei einmal der Kondensator C_3 angeschlossen, so daß beide Schwingungen entstanden, das andere Mal die Verbindung mit C_3 unterbrochen, so daß der Kreis LC_1FC_2 für sich allein Schwingungen machte. Es ließ sich bei Hinzutreten des Schwingungskreises C_3 eine kleine Verminderung der Dämpfung konstatieren, jedoch keine Änderung der Wellenlänge innerhalb der Fehlergrenze, die etwa 0,01 Proz. betrug.

Der eigentliche Versuch, die Messung der Frequenz bei offener und geschlossener Funkenstrecke F, geschah mittels Stoßerregung nach der Löschröhrenmethode[1]), wobei ohne Schwierigkeiten die zur Überbrückung von F notwendigen hohen Potentiale bei völlig „reiner" Stoßerregung erzielt werden konnten. Die Halbwerteinstellungen im Meßkreis erfolgten mit Hilfe eines kleinen Zusatzdrehkondensators; bei dem folgenden Beispiel entsprach einem Grad seiner Teilung eine Änderung der Wellenlänge von $\frac{1}{3650}$.

Die Halbwerteinstellungen waren bei einem Versuch:

F geschlossen	79,2° – 99,8°	Mittel:	89,50°
F offen	51,2° – 128,7°	Mittel:	89,95°
		Differenz:	0,45°.

Wiederholung der Einstellung:

F geschlossen	79,1° – 100,2°	Mittel:	89,65°
F offen	51,0° – 129,3°	Mittel:	90,15°
		Differenz:	0,50°.

Die sehr kleine Differenz von $\frac{0{,}47^0}{3650} = 0{,}013$ Proz. entspricht etwa der normalen Wirkung der größeren Dämpfung der Schwingung mit Funkenstrecke (§ 2).

Mithin ist die Vergrößerung der Wellenlänge bei Verwendung von Magnesiumelektroden außerordentlich gering und übersteigt auch bei kleineren Funkenlängen kaum die Beobachtungsfehler. Da außerdem bei Magnesium die Funkendämpfung sehr gering ist, ferner die Oberflächenbeschaffenheit ohne Einfluß auf das Dekrement ist und schließlich eine Beleuchtung mit ultraviolettem Licht nicht nötig erscheint, so eignet sich dieses Metall ganz besonders als Material für die Elektroden. Allerdings wird durch die Entladungen die Oberfläche der Elektroden sehr schnell und stark angegriffen, so daß sie öfters erneuert werden muß.

§ 10. Zusammenfassung: Bei der Aufnahme von Resonanzkurven elektrischer Schwingungen zeigte es sich, daß das Material der Elektroden nicht nur auf die Breite, sondern auch auf die Lage der Resonanzkurve von Einfluß ist. Es ergab sich, daß unter sonst gleichen Umständen bei den meisten anderen Metallen, vor allem bei Kupfer und Silber, gegenüber Magnesium eine Verlängerung der Wellenlänge zu beobachten ist, die bei Silber unter Umständen die Größe von 1 Proz. und darüber erreichen kann. Obgleich diese Verlängerung der Wellenlänge stets Hand in Hand mit einer Vergrößerung des Dekrements geht, so läßt sie sich aus ihr unter Annahme normaler Dämpfung nicht herleiten, sondern kann nur in einem anormalen, bei den einzelnen Metallen verschiedenen Abklingen der Schwingungen ihren Grund haben. Durch besondere Versuche wurde nachgewiesen, daß bei Magnesiumelektroden der Einfluß der Funkenstrecke auf die Frequenz sehr gering ist und kaum die Einstellungsfehler übersteigt; auch aus anderen Gründen eignet sich Magnesium ganz besonders als Material für Elektroden.

5. März 1910.

Phys. Inst. d. Tech. Hochschule Danzig.

(Eingegangen 6. März 1910.)

1) Diese Zeitschr. **11**, 76, 1910.

Die Relativtheorie und die Lobatschefskijsche Geometrie.

Von V. Varićak.

In dem Vortrage über die erste Periode in der Entwicklung der nichteuklidischen Geometrie, den ich am 16. März 1907 in der feierlichen Jahressitzung der südslawischen Akademie

Digitized by Google

der Wissenschaften und Künste zu Agram gehalten habe[1]), erwähnte ich auch die Untersuchungen über das zulässige Krümmungsmaß des Raumes, beziehungsweise über die Länge der absoluten Einheitsstrecke des hyperbolischen Raumes.

Alle Längen, mit denen wir zu tun haben, verschwinden gegen diese Einheitsstrecke und deswegen reduzieren sich in den Gebieten unseres Erfahrungsraumes die Formeln der Lobatschefskjischen Geometrie auf die Ausdrücke der gewöhnlichen euklidischen Geometrie. Um das Verhältnis dieser Geometrien durch eine Analogie aus der Physik begreiflicher zu machen, verwies ich auf das Verhältnis der Mechanik der Elektronen zur Newtonschen Mechanik[2]).

Die Lorentz-Fitzgeraldsche Hypothese von der Kontraktion des Elektrons führte mich auf die Vermutung, ob sich diese Kontraktion nicht als eine Folge der geometrischen Anisotropie des Raumes deuten ließe? Sie schien mir eine Analogie zu bilden zur Deformation der Längen in einer sehr bekannten Interpretation der Lobatschefskijschen Geometrie[3]). Es scheint nun, daß sich meine Vermutung über das Hineinspielen der nichteuklidischen Geometrie in die Relativtheorie verwirklichen will. Das Erscheinen der Arbeit von Herglotz[4]) veranlaßt mich, folgende Bemerkungen gleich zu veröffentlichen, da seine Arbeit in einem Punkte teilweise in derselben Richtung geht, wie meine diesbezüglichen Untersuchungen. Der tatsächliche Inhalt meiner Mitteilung ist natürlich ein ganz anderer.

1. Die Substitution $\frac{v}{c} = \operatorname{th} u.$

Diese Substitution bahnte mir den Weg zur nichteuklidischen Interpretation der Relativtheorie. Nun bemerke ich nachträglich, daß Minkowski[5]) auch einmal

$$-i \operatorname{tg} i\psi = \frac{e^{\psi} - e^{-\psi}}{e^{\psi} + e^{-\psi}} = q$$

gesetzt, d. h. das Geschwindigkeitsverhältnis als ein Tangens hyperbolicus ausgedrückt hat, aber er beachtete nicht weiter das mittlere Glied in dieser Relation.

J. J. Thomson[1]) hat das Verhältnis der Geschwindigkeit des Elektrons zur Lichtgeschwindigkeit als den Sinus eines gewissen Winkels ϑ ausgedrückt. Fasse ich diesen Winkel als Komplement des zur Länge U gehörigen Parallelwinkels, so komme ich wieder zu jener Substitution. Die verschiedenen Wege, auf denen man zu dieser Substitution gelangt ist, erhöhen das Vertrauen zu ihr.

Bei der Zusammensetzung der Geschwindigkeiten v_1 und v_2, die den Winkel α einschließen, hat man das Lobatschefskijsche Dreieck mit den Seiten u_1 und u_2 und dem eingeschlossenen Winkel $\pi - \alpha$ zu bilden. Der Geschwindigkeit v ordnet man die Länge U von der Maßzahl u nach der Relation

$$u = \operatorname{th}^{-1} \frac{v}{c} \qquad (1)$$

zu.

Nach englischer Schreibweise bedeutet $\operatorname{th}^{-1} \frac{v}{c}$ die inverse Funktion des hyperbolischen Tangens. Wir wollen nun untersuchen, ob diese Festsetzung nicht in einem zu schroffen Gegensatze zur gewöhnlichen Veranschaulichung der Geschwindigkeiten steht? Als Repräsentanten von Geschwindigkeiten gleichförmiger Bewegungen benutzt man in der gewöhnlichen Mechanik die mit den betreffenden Geschwindigkeiten proportionalen Strecken. In den Grenzen unserer gewöhnlichen Erfahrung führt die Formel (1) zu demselben Resultate. Erst bei den Geschwindigkeiten, die mit der Lichtgeschwindigkeit einigermaßen vergleichbar sind, zeigt sich ein merklicher Unterschied, der dann schnell zur unendlichen Verzerrung führt. Als die Einheitsstrecke benutzen wir den Weg des Lichtes in einer Sekunde. Dann ist

$$\frac{U}{c} = \operatorname{th}^{-1} \frac{v}{c} = \frac{v}{c} + \frac{1}{3}\left(\frac{v}{c}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{v}{c}\right)^5 + \cdots \qquad (2)$$

Nehmen wir zuerst $v = 1$ km/sec, dann ist

$$\frac{U}{c} = \frac{1}{3 \cdot 10^5} + \frac{1}{3^4 \cdot 10^{15}} + \frac{1}{5 \cdot 3^5 \cdot 10^{25}} + \cdots \qquad (3)$$

Wenn wir alles nach dem ersten Gliede auf der rechten Seite vernachlässigen, so begehen wir einen Fehler, der nicht einmal auf die zehnte Dezimale Einfluß üben würde. Man hat also auch bei unserer Festsetzung für die Geschwindigkeit von 1 km/sec eine Länge von 1 km zum Repräsentanten.

Nimmt man dann die in der gewöhnlichen Mechanik jedenfalls außerordentlich große Geschwindigkeit von 100 km/sec, so wird

1) Erschienen im „Rad jugoslavenske akademije“ **169**, 110—194, 1907.

2) a. a. O., S. 172.

3) Meine Bemerkungen zu dieser Interpretation sind erschienen im Rad jugoslavenske akademije **154**, 81—131, 1903. Mit dieser Interpretation befaßt sich auch A. Schwarz: Zur Theorie der reellen linearen Transformationen und der Lobatschefskijschen Geometrie, Wien. Sitzungsb., II. Abt., **99**, 1890. Bonolas Index operum ad geometriam absolutam spectantium, in der Klausenburger Festschrift, erwähnt diese Abhandlung nicht.

4) Herglotz, Über den vom Standpunkt des Relativitätsprinzips aus als „starr“ zu bezeichnenden Körper. Ann. d. Phys. **31**, 383, 1910.

5) Minkowski, Die Grundgleichungen usw., Göttinger Nachrichten, S. 59, 1908.

1) Lodge, Elektronen, S. 120.

Digitized by Google

$$\frac{U}{c} = \frac{1}{3\cdot 10^3} + \frac{1}{3\cdot 3^3\cdot 10^9} + \frac{1}{5\cdot 3^5\cdot 10^{15}} + \cdots,$$

und die repräsentierende Länge U ist beiläufig um 3 mm größer von 100 km. Der Geschwindigkeit von 100000 km/sec entspricht die Länge von 103700 km.

Ziehen wir noch zwei Geschwindigkeiten von β-Strahlen in Betracht, die in dem berühmten Kaufmannschen Versuche berechnet wurden und denen die Geschwindigkeitsverhältnisse 0,7202 und 0,9326 entsprechen. Sie betragen etwa 216060 und 279780 km/sec und sie werden repräsentiert durch die Längen von 272400 und 503400 km.

Für $v = c$ hat man $U = \infty$.

In graphischer Darstellung lassen sich diese Verhältnisse sehr leicht überblicken. Nimmt

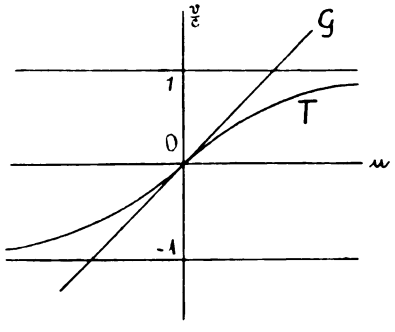


Fig. 1.

man u als Abszisse und $\frac{v}{c}$ als Ordinate, so wird (1) durch die Kurve T dargestellt. Der gewöhnlichen Festsetzung $u = \frac{v}{c}$ entspricht die Gerade G bzw. das erste Glied in der unendlichen Reihe (2). Diese Gerade ist die Inflexionstangente von T in O, schmiegt sich also der Kurve in ziemlich weiter Umgebung des Koordinatenanfangspunktes gut an.

Die Fig. 1 kann uns bei der Zusammensetzung der Geschwindigkeiten gute Dienste leisten. Man kann zur resultierenden Länge U gleich die entsprechende Geschwindigkeit v aus der Figur entnehmen.

Schließen die Geschwindigkeiten v_1 und v_2 den Winkel $\alpha = 0$ ein, liegen sie also in derselben Richtung, so ist $u = u_1 + u_2$. Die resultierende Geschwindigkeit folgt aus der Formel

$$\operatorname{th} u = \frac{\operatorname{th} u_1 + \operatorname{th} u_2}{1 + \operatorname{th} u_1 \operatorname{th} u_2},$$

oder

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}}.$$

Die Resultante ist zwar kleiner als die Summe der Komponenten, aber sie wird doch dargestellt wie auch in der gewöhnlichen Mechanik durch eine Länge, welche der Summe der die Komponenten darstellenden Längen gleichkommt. Es ist nämlich in diesem Falle $U = U_1 + U_2$.

Mit dieser Festsetzung stimmt die Figur im sechsten Göttinger Vortrage Poincarés nicht überein[1]).

Komponiert man zwei gleiche Geschwindigkeiten, denen die Länge U_1 entspricht, so wird die Resultante durch die Länge $2U_1$ repräsentiert.

2. Lorentz-Einsteinsche Transformation als Translation.

Nehmen wir diese Transformation in der Form, die ich ihr gegeben habe[2]),

$$\left.\begin{aligned} l' &= -x \operatorname{sh} u + l \operatorname{ch} u, \\ x' &= x \operatorname{ch} u - l \operatorname{sh} u, \\ y' &= y, \quad z' = z. \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Die Veränderlichen x, y, z, l fasse ich als homogene Weierstraßsche Koordinaten im Lobatschefskijschen dreidimensionalen Raume auf. Sind X, Y, Z Lobatschefskijsche rechtwinklige Koordinaten, ξ, η, ζ die vom Punkte M auf die Ebenen des rechtwinkligen Koordinatensystems gefällten Lote und r die Entfernung jenes Punktes vom Koordinatenanfang, so erhält man aus der leicht zu entwerfenden Figur folgende Gleichungen

$$x = \operatorname{sh}\xi = \operatorname{sh} X \operatorname{ch} Y \operatorname{ch} Z, \qquad (5)$$
$$y = \operatorname{sh}\eta = \operatorname{sh} Y \operatorname{ch} Z, \qquad (6)$$
$$z = \operatorname{sh}\zeta = \operatorname{sh} Z, \qquad (7)$$
$$l = \operatorname{ch} r = \operatorname{ch} X \operatorname{ch} Y \operatorname{ch} Z. \qquad (8)$$

Diese Weierstraßschen Koordinaten erfüllen, wie leicht ersichtlich, die quadratische Gleichung[3])

$$l^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 1. \qquad (9)$$

Dies ist eben die Invariante erster Art der durch die Gleichungen (4), oder durch

$$Uf = -l\frac{\partial f}{\partial x} - x\frac{\partial f}{\partial l} \qquad (10)$$

definierten Transformation.

Nimmt man

$$y = y' = c_1, \qquad z = z' = c_2, \qquad (11)$$

so erhält man zwei Abstandsflächen[4])

1) H. Poincaré, Sechs Vorträge aus der reinen Mathematik und mathematischen Physik, 1910, S. 52.

2) Diese Zeitschr. 11, 93, 1910.

3) Für diese Koordinaten siehe Liebmann, Nichteuklidische Geometrie, S. 166, und Killing, Die nichteuklidischen Raumformen.

4) Allgemeine Gleichung der Abstandsfläche gab ich in einer Abhandlung im Rad jugoslavenske akademije **175**, 215—240, 1908. Die Mittelebene war dabei bestimmt durch die Enden ξ, η und den Winkel α. Über diese Bestimmung der Ebene siehe meine Arbeit: Zur nichteuklidischen analytischen Geometrie in Atti del IV congresso dei matematici, Roma 1909, **2**, 213—226.

Digitized by Google

$$\operatorname{sh} Y \operatorname{ch} Z = \operatorname{sh} c_1 \qquad (12)$$

und

$$Z = \operatorname{sh}^{-1} c_2 . \qquad (13)$$

Ihre Mittelebenen sind die Koordinatenebenen XZ und XY.

Die Lorentz-Einsteinsche Transformation läßt sich deuten als eine Translation längs der Durchschnittslinie dieser zwei äquidistanten Flächen.

Um die Sache zu vereinfachen, setzen wir $Z = 0$ und so werden die Weierstraßschen Koordinaten eines Punktes in der Ebene

$$\left.\begin{aligned} x &= \operatorname{sh}\xi = \operatorname{sh} X \operatorname{ch} Y, \\ y &= \operatorname{sh}\eta = \operatorname{sh} Y, \\ l &= \operatorname{ch} r = \operatorname{ch} X \operatorname{ch} Y. \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Die Lorentz-Einsteinsche Transformation

$$\left.\begin{aligned} l' &= -x \operatorname{sh} u + l \operatorname{ch} u, \\ x' &= x \operatorname{ch} u - l \operatorname{sh} u, \\ y' &= y, \quad z' = z = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

definiert eine Bewegung längs der Abstandslinie $Y = b$, welche die X-Achse zur Mittellinie hat. Der Parameter b ist beliebig.

Die Schiebung um die Strecke s längs dieser äquidistanten Linie ist bestimmt durch die Gleichungen[1])

$$X' = X - \frac{s}{\operatorname{ch} b}, \qquad Y' = Y. \qquad (16)$$

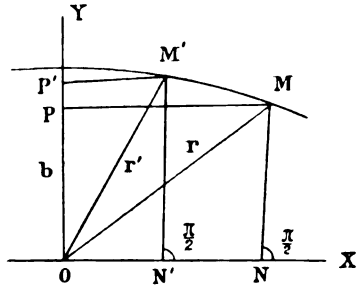


Fig. 2.

Hier ist s der Bogen MM' dieser Abstandslinie. Sei u seine Projektion NN' in die X-Achse, dann ist

$$X' = X - u, \qquad Y' = Y, \qquad (17)$$

also

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{sh} X' &= \operatorname{sh} X \operatorname{ch} u - \operatorname{ch} X \operatorname{sh} u, \\ \operatorname{sh} Y' &= \operatorname{sh} Y. \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

Durch Multiplikation der ersten Gleichung mit

$$\operatorname{ch} Y' = \operatorname{ch} Y$$

erhält man

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{sh} X' \operatorname{ch} Y' &= \operatorname{sh} X \operatorname{ch} Y \operatorname{ch} u - \operatorname{ch} X \operatorname{ch} Y \operatorname{sh} u \\ \operatorname{sh} Y' &= \operatorname{sh} Y. \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

1) Über die Transformationen der Lobatschefskijschen Ebene siehe meine diesbezüglichen Arbeiten im Rad jugoslavenske akademije **165**, 50—80, 236—244, 1906, oder den kurzen Auszug daraus im Jahresber. d. deutsch. Mathematikerver. **17**, 70—83, 1908.

Nach der Fig. 2 ist es weiter

$$\operatorname{ch} OM' = \operatorname{ch} X' \operatorname{ch} Y', \qquad (20)$$

oder

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{ch} r' = \operatorname{ch}(X - u) \operatorname{ch} Y &= \operatorname{ch} X \operatorname{ch} Y \operatorname{ch} u \\ &\quad - \operatorname{sh} X \operatorname{ch} Y \operatorname{sh} U. \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

Berücksichtigt man die Gleichungen (14), so kann man (19) und (21) auf die Form

$$x' = x \operatorname{ch} u - l \operatorname{sh} u, \quad y' = y,$$
$$l' = -x \operatorname{sh} u + l \operatorname{ch} u,$$

bringen und dies sind eben die Gleichungen (15) der Lorentz-Einsteinschen Transformation.

3. Die Ortszeit.

Sind in M und M' zwei Beobachter, die sich mit gleichförmigen, aber verschiedenen Geschwindigkeiten bewegen, so kann jeder der beiden mit genau dem nämlichen Rechte behaupten, daß er relativ zum leeren Raume ruht. Daß aber der Beobachter in M eine andere Zeitrechnung als der Beobachter in M' benutzt, ersieht man aus der obigen Figur, denn es ist r verschieden von r'. Der hyperbolische Kosinus vom Radiusvektor des Punktes, in dem sich der Beobachter befindet, ist nach unserer Festsetzung seine Ortszeit. Die Auffassung des neuen Zeitbegriffs[1]) wird durch diese Interpretation wesentlich erleichtert. Sie wirkt fast intuitiv. Es erübrigt nur noch, zu untersuchen, ob sie wohl dasselbe wird leisten können, was die einfache und sehr suggestive Minkowskische Koordinatentransformation vermag.

Der Punkt M kann jede Lage auf jener Abstandslinie einnehmen. Nehmen wir ihn so, daß u gleich seiner Abszisse wird, d. h. daß der Punkt M' in den Durchschnittspunkt der Abstandslinie mit der Ordinatenachse fällt oder verlegen wir den Koordinatenanfangspunkt nach

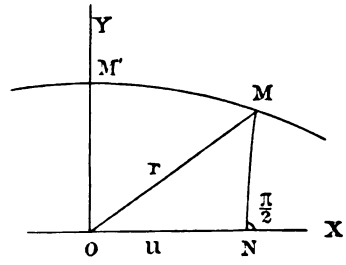


Fig. 3.

N'. Die durch eine gleichförmige Bewegung

1) Planck, Acht Vorlesungen über theoretische Physik. S. 117, sagt, daß diese neue Auffassung des Zeitbegriffs an Kühnheit alles übertrifft, was bisher in der spekulativen Naturforschung und philosophischen Erkenntnistheorie geleistet wurde; die nichteuklidische Geometrie, die bisher nur für die reine Mathematik in Betracht käme, wäre ein Kinderspiel dagegen.

Digitized by Google

von der Geschwindigkeit $\frac{c}{v} = \operatorname{th} u$ bedingte Raumzeittransformation wird dann durch die Weierstraßschen Koordinaten des Punktes M vollständig charakterisiert. Es ist $NN' = ON = u$ zu setzen. Dieser spezielle Fall, der in Fig. 3 dargestellt ist, führt uns dazu, die Zeiteinheit des Beobachters in einem bestimmten Punkte der Abstandslinie als hyperbolischen Kosinus seiner Lobatschefskijschen Abszisse zu nehmen.

Für die Beobachter in M und M' (Fig. 2) sind bezügliche Zeiteinheiten

$$\tau = \operatorname{ch} ON, \qquad \tau' = \operatorname{ch} ON'. \tag{22}$$

Aus den rechtwinkligen Dreiecken OMN und $OM'N'$ ersehen wir, daß

$$\frac{\operatorname{ch} OM}{\operatorname{ch} ON} = \frac{\operatorname{ch} OM'}{\operatorname{ch} ON'} = \operatorname{ch} b$$

oder

$$\frac{l}{\tau} = \frac{l'}{\tau'} \tag{23}$$

konstant ist. Jene Beobachter sind also überzeugt, daß sich ihre Zeit bei der Bewegung nicht geändert hat. Diese Veränderung könnte nur ein in Ruhe sich befindlicher Beobachter konstatieren.

Nehmen wir den Beobachter M' wieder in dem Durchschnittspunkte der Abstandslinie mit der Ordinatenachse (Fig. 3), dann ist seine Zeiteinheit $\tau' = 1$, während die Zeiteinheit τ des Beobachters in M gleich $\operatorname{ch} u$ wird. Es ist also

$$\tau' = \frac{\tau}{\operatorname{ch} u}. \tag{24}$$

Die Formel (23) gibt

$$l' = \frac{l}{\operatorname{ch} u}, \tag{25}$$

und das ist das Resultat Einsteinscher Untersuchung[1]).

Das in der Formel (23) und Fig. 3 dargestellte Verhältnis wird gestört, wenn man eine Verschiebung des Koordinatenanfangspunktes auf der Ordinatenachse vornimmt. Die Linie MM' hört dann auf, eine Abstandslinie mit der Abszissenachse als Mittellinie zu sein. Die X_1-Achse nähert sich ihr immer mehr, schneidet sie und entfernt sich dann von ihr bis zur Unendlichkeit. Die X_2-Achse entfernt sich gleich von ihr. Die Linien X, X_1, X_2 haben die Ordinatenachse Y zum gemeinsamen Lote, gehen also in der Lobatschefskijschen Geometrie um so weiter auseinander, je weiter sie verlängert werden.

1) A. Einstein, Zur Elektrodynamik bewegter Körper. Ann. d. Phys. 17, 904, 1905.

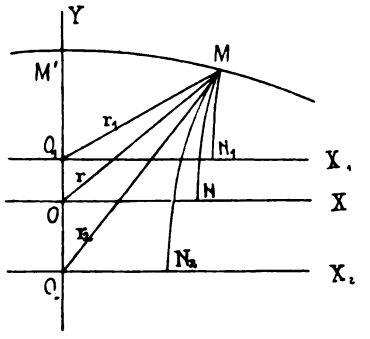


Fig. 4.

4. Die gleichförmige Bewegung.

Bei den Translationen längs den Abstandslinien zur X-Achse bleibt die Schar der Normalen zur X-Achse unverändert und umgekehrt; einzelne Normalen werden untereinander permutiert. Die Invarianten zweiter Art der infinitesimalen Transformation (10) sind diese Normalen

$$\omega(l, x) \equiv \frac{l}{x} - \coth u = 0, \tag{26}$$

denn es ist

$$U(\omega) = -1 + \omega^2 = F(\omega).$$

In den Lobatschefskijschen rechtwinkligen Koordinaten ist die Gleichung der Normalen im Punkte $(u, 0)$

$$X = u. \tag{27}$$

Setzt man dies in die Formeln (14), so wird

$$x = \operatorname{sh} u \operatorname{ch} Y, \qquad l = \operatorname{ch} u \operatorname{ch} Y,$$

und daraus erhält man sofort die Gleichung (26).

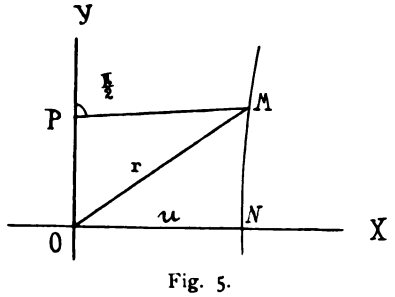


Fig. 5.

Bei gleichförmiger Bewegung ist das Verhältnis der Maßzahl des Weges zur Maßzahl der Zeit gleich der Maßzahl der Geschwindigkeit. Es ist also

$$x : \frac{\operatorname{ch} r}{\operatorname{ch} u} = \frac{v}{c},$$

oder

$$\frac{x}{l} = \operatorname{th} u.$$

Das Bild der gleichförmigen Bewegung ist die Normale zur X-Achse (Fig. 5). Durch die

Digitized by Google

in Fig. 4 angedeutete Koordinatentransformation wird auch die Gleichförmigkeit der Bewegung aufgehoben.

Bei Minkowski ist die Weltlinie, welche die gleichförmige Bewegung darstellt, die Gerade in der xt-Ebene durch den Koordinatenanfang.

Interessant ist in diesem Zusammenhange auch die folgende Überlegung Palagyis[1]): „Was wir in dem stehend gedachten Raume als den durch den materiellen Punkt zurückgelegten Weg betrachten, ist nur der scheinbare Weg, den der Punkt beschreibt; der wirkliche Weg aber ergibt sich durch Konstruktion des rechtwinkligen Parallelogrammes aus dem scheinbaren Wege und aus der verflossenen Zeit ... Dies mußte sich daraus ergeben, daß wir schon die Ruhe als eine gleichförmige Bewegung, und zwar als eine Bewegung in der subjektiven Dimension der Zeit auffaßten. Wir setzen also diese subjektive Komponente mit der objektiven Komponente, die durch den scheinbaren Weg gegeben ist, durch das Parallelogramm zusammen und erhielten so den wirklichen Weg, den der Punkt im fließenden Raume zurücklegt.

Dieser wirkliche Weg bildet mit dem Zeitstrahl einen Winkel φ, den ich den Zeitwinkel der gleichförmigen Bewegung nenne."

Die Geschwindigkeit drückt er durch die Tangente des Zeitwinkels φ aus.

Das Bild der beschleunigten Bewegung ist die Abstandslinie. Ihrem Durchschnitte mit der Ordinatenachse ordnen wir die relative Geschwindigkeit Null zu; in ihren übrigen Punkten ist

$$v = c \operatorname{th} X .$$

Die Geschwindigkeit wächst mit der Entfernung bis zur Lichtgeschwindigkeit an.

5. Das Dopplersche Prinzip.

In meiner ersten Arbeit über die nichteuklidische Interpretation der Relativtheorie[2]) transformierte ich die erste Einsteinsche Formel für das Dopplersche Prinzip auf die Form

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{\operatorname{ch}(u_1 - u)}{\operatorname{ch} u_1} . \qquad (28)$$

Nehmen wir zwei äquidistante Linien (Fig. 6) mit der X-Achse als gemeinsamen Mittellinie und mit den Parametern $OA = u_1$, $OA' = u_1 - u$. Die Bogen dieser zwei Abstandslinien, die von der Y-Achse und der Normalen zur X-Achse im Punkte C abgegrenzt werden, sind

$$AB = OC \operatorname{ch} u_1 , \qquad A_1 B_1 = OC \operatorname{ch}(u_1 - u).$$

Es ist also

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{A_1 B_1}{AB} . \qquad (29)$$

1) Palagyi, Neue Theorie des Raumes und der Zeit, 1901, S. 45.

2) Diese Zeitschr. 11, 93, 1910.

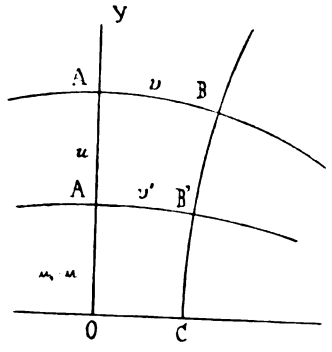


Fig. 6.

Das Verhältnis der Frequenzen ν' und ν läßt sich im allgemeinen Falle darstellen als das Verhältnis der Bogen zweier Abstandslinien zwischen gemeinsamen Normalen.

Für $\varphi = 0$ wird $u_1 = \infty$. Die Abstandslinien gehen in die Grenzkreise mit den gemeinsamen Achsen über, und es wird

$$\nu' = \nu e^{-u} . \qquad (30)$$

Diesem Falle entspricht Fig. 7.

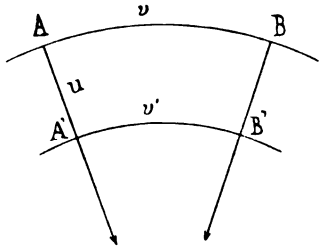


Fig. 7.

In der euklidischen Geometrie reduzieren sich die Abstandslinien und die Grenzkreise auf Parallelen zur gegebenen Geraden. Die Ausdrücke für das Dopplersche Prinzip in der gewöhnlichen Mechanik kann man leicht graphisch versinnlichen mittels der Abschnitte paralleler Transversalen zwischen den Schenkeln eines Winkels.

6. Die Aberration.

Der Lichtstrahl T treffe die X-Achse unter dem Winkel φ. Um die Richtung des abgelenkten Lichtstrahles zu finden, haben wir aus N eine Lobatschefskijsche Parallele zu T zu ziehen. Die Aberrationsgleichung ist

$$u_1' = u_1 - u . \qquad (31)$$

Die Konstruktion der verlangten Parallele ist in Fig. 8 folgendermaßen ausgeführt[1]). Sei

1) Lobatschefskij-Engel, Zwei geometrische Abhandlungen, S. 256.

Digitized by Google

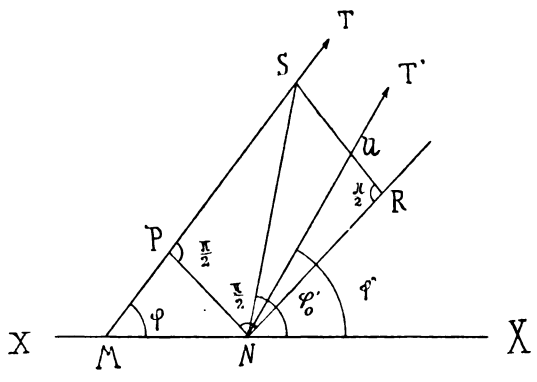


Fig. 8.

$MN = u = \text{th}^{-1}\frac{v}{c}$. Wir fällen von N aus auf MT das Lot NP, errichten sodann auf NP in N das Lot NR, nehmen ferner auf MT die Strecke $MS = 1$ und fällen von S aus auf NR das Lot SR. Machen wir noch $NU = PS$, so wird NU parallel zu MT im Lobatschefskijschen Sinne, und diese Parallele schließt mit der X-Achse den Winkel φ' ein.

Da der Punkt U immer zwischen S und R zu liegen kommt, so ersieht man leicht aus der Figur, daß in der Relativtheorie φ' kleiner als φ_0' der gewöhnlichen Mechanik ist.

In der Einsteinschen Formel für die Aberration

$$\cos\varphi' = \frac{\cos\varphi - \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}\cos\varphi}, \qquad (32)$$

drücken wir die auf der linken Seite und im Zähler des Bruches vorkommende Kosinusse durch entsprechende Sinusse aus, quadrieren dann und erhalten so nach einigen Umformungen

$$\sin\varphi' = \frac{\sin\varphi \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c}\cos\varphi}. \qquad (33)$$

Bei der Bewegung der Erde in ihrer Bahn relativ zum Fixsternhimmel als Bezugssystem ist $\frac{v}{c} = 0{,}0001$[1]). Für solche kleine Geschwindigkeit kann man $\frac{v^2}{c^2}$ vernachlässigen, um dann

$$\sin\varphi_0' = \frac{\sin\varphi}{1 - \frac{v}{c}\cos\varphi} \qquad (34)$$

zu erhalten. Die Formel (34) und die Formel (32), in der wir φ_0' statt φ_0 nehmen wollen, geben

$$\frac{\sin\varphi_0'}{\cos\varphi_0'} = \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi - \frac{v}{c}}, \qquad (35)$$

woraus man in Übereinstimmung mit der gewöhnlichen Theorie die Formel

$$\sin(\varphi_0' - \varphi) = \frac{v}{c}\sin\varphi_0' \qquad (36)$$

leicht findet. Durch Vergleichen der Formeln (33) und (34) finden wir

$$\sin\varphi' = \frac{\sin\varphi_0'}{\text{ch}\, u}. \qquad (37)$$

Nimmt man in der Fig. 3 aber $OM' = u$, so kann man setzen

$$MM' = \sin\varphi_0', \quad ON = \sin\varphi'. \qquad (38)$$

Noch besser wäre, Fig. 1 in meiner ersten Mitteilung zu nehmen. Dann kann man nehmen

$$s = \sin\varphi_0', \quad s' = \sin\varphi'. \qquad (39)$$

7. Der Lichtdruck.

Die folgenden Bemerkungen beziehen sich auf Einsteinsche Formeln, die sich in § 8 seiner ersten Arbeit über das Relativitätsprinzip[1]) befinden. Man ersieht leicht, daß

$$\frac{E'}{E} = \frac{A'}{A} = \frac{\text{ch}(u_1 - u)}{\text{ch}\, u} \qquad (40)$$

ist und dies kann man, wie früher $\frac{\nu'}{\nu}$, mittels der Fig. 6 interpretieren.

Für den Lichtdruck gibt Einstein die Formel

$$P = 2\frac{A^2}{8\pi}\frac{\left(\cos\varphi - \frac{v}{c}\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}. \qquad (41)$$

Wir transformieren sie zuerst auf die Form

$$P = 2\frac{A^2}{8\pi}(\text{th}\, u_1 - \text{th}\, u)^2 \cdot \text{ch}^2 u,$$

woraus man leicht

$$P = \frac{2A^2}{8\pi}\left(\frac{\text{sh}(u_1 - u)}{\text{ch}\, u_1}\right)^2 \qquad (42)$$

erhält.

Nehmen wir ein Lobatschefskijsches rechtwinkliges Dreieck mit der Hypotenuse $u_1 - u$ und einem spitzen Winkel $\alpha = \Pi(u_1)$, so erhalten wir für die dem Winkel α anliegende Kathete den Ausdruck

$$\text{sh}\, b = \frac{\text{sh}(u_1 - u)}{\text{ch}\, u_1}, \qquad (43)$$

und so wird

$$P = \frac{1}{4\pi}(A\,\text{sh}\, b)^2. \qquad (44)$$

1) Brill, Einführung in die Mechanik, 1909, S. 206.

1) Ann. d. Phys. 17, 913–915, 1905.

Agram, 12. Februar 1910.

(Eingegangen 18. Februar 1910.)

Digitized by Google

Gleichförmige Rotation und Lorentz-Kontraktion.

Von Max Planck.

In der Diskussion über eine in dieser Zeitschrift erschienene Notiz von P. Ehrenfest[1]), betitelt: „Gleichförmige Rotation starrer Körper und Relativitätstheorie", ist mir wiederholt die Auffassung begegnet, daß der von Herrn Ehrenfest betrachtete Fall: Die gleichförmige Rotation eines Körpers um eine feste Achse, eine Schwierigkeit für die Relativitätstheorie mit sich bringe. Es ist daher vielleicht nicht ganz überflüssig, wenn ich mit einigen Worten auf das Mißverständnis hinweise, das einer solchen Auffassung zugrunde liegt.

Der Satz, daß das Volumen eines mit der Geschwindigkeit q bewegten Körpers einem ruhenden Beobachter im Verhältnis $\sqrt{c^2-q^2}:c$ kleiner erscheint als einem mit der Geschwindigkeit q mitbewegten Beobachter, muß wohl unterschieden werden von dem anderen Satz, daß das Volumen eines Körpers sich im Verhältnis $\sqrt{c^2-q^2}:c$ verkleinert, wenn er von der Geschwindigkeit o auf die Geschwindigkeit q gebracht wird. Ersterer Satz ist eine der Grundforderungen der Relativitätstheorie, letzterer Satz aber ist unrichtig, wenigstens in dieser Allgemeinheit. Denn die Veränderung, die das Volumen eines Körperelements bei irgendeiner Zustandsänderung erfährt, ist stets wesentlich mit bedingt durch die äußeren Einwirkungen, die dabei auf seine Oberfläche ausgeübt werden, insbesondere von dem Verhalten des Druckes und von der Wärmezufuhr. Solange über diese Einwirkungen nichts bekannt ist, läßt sich über die Kontraktion des Volumens gar nichts aussagen. Am unmittelbarsten ist dies einzusehen bei leicht kompressibeln Körpern, wie bei Gasen; es gilt aber ebenso auch für feste Körper. Ein Körper, der ein „selbständiges", d. h. von äußeren Einwirkungen unabhängiges Volumen besitzt, existiert in der ganzen Natur nicht, und in der Relativitätstheorie noch weniger. Wenigstens scheint mir der Versuch, die für die gewöhnliche Mechanik so wichtige Abstraktion des starren Körpers auch für die Relativitätstheorie fruchtbar zu machen, keinen rechten Erfolg zu versprechen[2]).

Die Aufgabe, die Deformation eines irgendwie beschleunigten Körpers zu bestimmen, ist also, in der Relativitätstheorie wie in der gewöhnlichen Mechanik, im wesentlichen ein elastisches Problem. Für den speziellen Fall quasistationärer Translation habe ich vor einiger Zeit die Lösung angegeben[1]). Aus ihr folgt u. a., daß bei adiabatisch-isobarer Beschleunigung eines Körpers stets die oben genannte Lorentz-Kontraktion eintritt, sonst aber im allgemeinen nicht. Bei einem rotierenden Körper erfolgt die Beschleunigung jedenfalls nicht isobar für alle einzelnen Körperelemente; doch wird sich auch in diesem Falle die Aufgabe leicht lösen lassen, sobald das kinetische Potential der elastischen Deformationen bekannt ist. Bei der Aufsuchung des Ausdrucks für das kinetische Potential muß natürlich in erster Linie beachtet werden, daß diese Funktion, auf die Volumeneinheit bezogen, für alle Lorentz-Transformationen invariant ist.

1) Diese Zeitschr. **10**, 918, 1909.

2) In einer inzwischen veröffentlichten Notiz (diese Zeitschr. **11**, 233, 1910) beschränkt Herr M. Born die Definition der Starrheit auf ein einzelnes Elektron. Dagegen läßt sich gewiß von vornherein nichts einwenden. Ob man aber damit physikalisch weiter kommt als mit den allgemeinen Grundsätzen der Relativitätstheorie, dürfte wohl einstweilen sich jeder Prüfung entziehen. (Anmerkung bei der Korrektur.)

1) Ann. d. Phys. **26**, 24, 1908.

(Eingegangen 10. März 1910.)

Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern.

Von E. Wiechert und Ludwig Geiger.

I. Theoretisches.

Von E. Wiechert.

§ 1. Seismik als Mittel zur Erforschung des Erdinnern.

Zu den wichtigsten Problemen der Seismologie gehört die Ableitung des Weges der Erdbebenwellen im Innern der Erde aus der Art der Ausbreitung über die Erdoberfläche, denn es knüpft sich daran die Möglichkeit, über die elastische Beschaffenheit aller Erdschichten von der Oberfläche bis hinunter zum Mittelpunkt Aufschluß zu erhalten. Wenn wir die Blicke umher wandern lassen, zeigt sich leicht, daß keine andere uns bekannte Naturerscheinung es erlaubt, so weit ins einzelne zu gehen.

Die Abplattung der Erde, die Variationen der Schwerkraft auf ihr, Präzession und Nutation der Erdachse führen zwar zu Schlüssen über die Massenverteilung in der Erde, jedoch nur zu Schlüssen summarischer Natur. Man hat wohl speziellere Vorstellungen über die Massenanordnung ausgearbeitet; dieses war aber stets nur auf Grund unbeweisbarer Hypothesen möglich. So habe ich z. B. unter Verwertung der genannten Erscheinungen ge-

Digitized by Google

schlossen[1]), daß die Erde einen Metallkern vom spezifischen Gewicht 7,9—8,5 enthalte, der von einem Steinmantel vom spezifischen Gewicht 3,0—3,4 und der Dicke 1500—1800 km umgeben sei. Aber ich mußte von vornherein die Annahme machen, daß der Erdkörper aus einem Metallkern und einem Steinmantel bestehe, die beide im großen und ganzen gleichmäßige Dichte hätten, und ich mußte ferner annehmen, daß die Dichte des Steinmantels den uns bekannten Materialien entsprechend auf 3,0—3,4 zu schätzen sei: erst dann konnte aus den genannten Erscheinungen die Dicke des Steinmantels und Dichte des Metallkerns berechnet werden. Ich konnte später gute Gründe dafür anführen, daß 3,4 der wahrscheinlichste Wert für die Dichte des Steinmantels, und daher 8,4 der beste Wert für die Dichte des Metallkerns, 1500 km der beste Wert für die Dicke des Steinmantels seien. Aber eben nur die Wahrscheinlichkeit durfte behauptet werden, denn meine Überlegung stützte sich darauf, daß der Mond die mittlere Dichte 3,4 hat, der doch einst ein Teil der Erdrinde war, und der im großen und ganzen in seinem Innern heute etwa dieselben Temperaturverhältnisse haben muß, wie die Erdrinde.

Die Beobachtungen über die Variationen der Schwerkraft auf der Erde zeigen, daß die Schwerkraft sehr regelmäßig verteilt ist. Die verhältnismäßig geringen Störungen von Ort zu Ort lassen sich erklären durch Unregelmäßigkeiten in einer oberflächlichen Schicht, deren Dicke auf kaum 100 km zu schätzen ist (Hayford, Helmert). Für diese Rinde sind mancherlei für die Erdphysik bedeutsame Einzelheiten festgestellt worden, und vieles ist noch zu hoffen. Niemals aber wird man mittels der Schwerkraftmessungen die Lagerung der Massen im Innern der Erde, ja nicht einmal im Innern der Rinde von Ort zu Ort verfolgen können, denn die Fernwirkungen der Schwerkraft sind solcher Art, daß stets unendlich viele Anordnungen der Massen angegeben werden können, die nach außen hin gleiche Kräfte zur Folge haben.

Ganz ähnlich steht es um die erdmagnetischen Erscheinungen. Auch hier ist aus gleichen Gründen mittels der Beobachtungen auf der Erdoberfläche eine scharfe Lokalisierung des Sitzes der die Fernwirkung ausübenden Teile im Innern der Erde nicht möglich.

Durch Beobachtung der Ebbe und Flut, sowie der Lotschwankungen infolge des wechselnden Standes von Sonne und Mond und durch Beobachtung der Wanderung der Rotationsachse der Erde im Erdkörper („Polschwankungen") kann man auf die elastische Nachgiebigkeit der Erde schließen. Die Polschwankungen lehren aber nur eine Summenwirkung der elastischen Verschiebung der Erdteilchen gegeneinander infolge der wechselnden Zentrifugalkräfte kennen, die gemessen werden kann durch die Veränderung einer einzigen Konstante im Potential der Gravitation der Erdmasse. Nimmt man die Beobachtungen über Ebbe und Flut und die Lotschwankungen infolge des wechselnden Standes der Sonne und des Mondes hinzu, so erfährt man außer der Veränderung jener Konstante des Potentials der Gravitation auch die Veränderung der äußeren Gestalt der Erde unter der Einwirkung der Fernwirkung von Sonne und Mond, und so noch eine zweite Angabe über das elastische Verhalten der Erde. 2 Koeffizienten also ergeben sich im ganzen und weiter keine Einzelheiten. Es zeigt sich, daß die Erde im Vergleich mit dem uns bekannten elastischen Verhalten der Materialien unter gewöhnlichen Temperatur- und Druckverhältnissen elastisch sehr wenig nachgiebig ist, und daß die äußeren Teile erheblich nachgiebiger sind wie die inneren; es ist aber nicht möglich, Schlüsse auf die Nachgiebigkeit der Erdschichten im einzelnen zu machen, denn ähnlich wie bei der Gravitation und dem Erdmagnetismus hemmt der Umstand, daß unendlich viele verschiedene Verteilungen der Elastizität in der Erde angegeben werden können, welche den beiden beobachteten Koeffizienten gleich gut entsprechen.

Ganz anders steht es um die Erdbebenwellen. Durch ihre Beobachtung können wir wirklich lokalisieren, können wir die elastische Beschaffenheit des Erdinnern in den einzelnen Schichten und Ort für Ort in diesen bis herab zu den größten Tiefen erschließen. Der Umstand, daß die Erdbebenwellen durch den Erdkörper tatsächlich hindurchgehen, macht uns diesen gewissermaßen durchsichtig, erlaubt uns Außenstehenden sein Inneres zu durchforschen. Es darf wohl ausgesprochen werden, daß hierdurch die Seismologie für die Physik des festen Erdkörpers zu einer beherrschenden Stellung erhoben wird. Aber auch die reine Physik hat alle Ursache, lebhaft Anteil zu nehmen an diesem Ruhmestitel der Seismologie, denn es wird so die Möglichkeit geboten, das elastische Verhalten der Materie unter Drucken kennen zu lernen, die alles in menschlichen Versuchen Erreichbare weit übertreffen. In Laboratorien kann man wohl 10000 oder 20000, vielleicht einmal 40000 Atmosphären verwenden: Im Innern der Erde finden wir Drucke bis zu 3 Millionen Atmosphären!

1) E. Wiechert, Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1897, S. 221.

Digitized by Google

So hat denn das Problem, aus der Ausbreitung der Erdbebenwellen über die Erdoberfläche auf dem Weg im Innern der Erde und damit auf das elastische Verhalten des Erdinnern zu schließen, die Seismologen lebhaft beschäftigt, seit man (um 1890 herum) erkannte, daß die Erdbebenwellen in weite Fernen gehen. Das Problem war eine der Triebfedern, die bei dem Ausbau der großen, die Welt umspannenden Organisationen wirksam waren. Dem 6. internationalen Geographen-Kongreß (London 1895) wurde im Namen einer Reihe von Gelehrten ein von v. Rebeur-Paschwitz verfaßter Aufruf zum internationalen Zusammenschluß der seismologischen Arbeit vorgelegt, in dem es heißt:

„Die Bedeutung der hier in Vorschlag gebrachten Erdbebenbeobachtungen für die Physik der Erde läßt sich nicht hoch genug veranschlagen. Da es fast sicher ist, daß die von einem Erdbebenherde ausstrahlende elastische Bewegung sich durch den Erdkörper fortpflanzt, mit einer Geschwindigkeit, deren Größe von der Dichtigkeit und Elastizität der verschiedenen Tiefenschichten abhängen muß, und da sichere Anzeichen vorhanden sind, daß diese Geschwindigkeit mit der Tiefe, welche die Bewegung erreichte, veränderlich ist, so geben die Erdbebenbeobachtungen ein Mittel in die Hand, um auf indirektem Wege Aufschlüsse über den Zustand des Erdinnern zu erhalten, welches wohl für alle Zeiten den direkten Beobachtungen verschlossen sein wird".

Das Problem war auch in der Hauptsache der Anlaß dafür, daß in Göttingen in dem Geophysikalischen Institut eine seismische Station gegründet wurde, und daß 1903 von der Göttinger Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften in Apia (Samoa) bei der Einrichtung des dortigen geophysikalischen Observatoriums sogleich auch ein Seismometer aufgestellt wurde.

§ 2. Das Problem der Erdbebenstrahlen.

Für die seismische Forschung ergaben sich nun zwei Aufgaben: 1. die praktische, für ein brauchbares Beobachtungsmaterial zu sorgen, 2. die theoretische, die Beobachtungsergebnisse für die Schlüsse auf die Vorgänge unter der Erdoberfläche zu verwerten.

Die praktische Aufgabe kommt darauf hinaus, für die beiden Vorläufer (longitudinale und transversale Wellen) die „Laufzeitfunktion", das heißt die Beziehung festzustellen, welche auf der Erdoberfläche Herdentfernung und Laufzeit verbindet. Indem man an die übliche geometrische Darstellung in Koordinaten erinnert, wobei die Entfernung als Abszisse, die Laufzeit als Ordinate genommen wird, pflegt man wohl auch von der Bestimmung der „Laufzeitkurve" zu sprechen.

Laufzeitfunktionen wurden gegeben von J. Milne[1]), H. Benndorf[2]), R. D. Oldham[3]), Zöppritz und mir[4]). Milne stützt sich im wesentlichen auf die Beobachtungen mit den von ihm konstruierten Instrumenten. H. Benndorf nimmt weiteres Material hinzu, ebenso R. D. Oldham. Es schienen uns in Göttingen (Dr. Zöppritz und mir) aus zwei Gründen die Laufzeitbeobachtungen im allgemeinen sehr unzuverlässig: Erstens ist der Umstand leicht irreführend, daß in den entfernteren Stationen meist eine Reihe verschiedener und verschieden intensiver Wellenzüge nacheinander eintrifft (z. B. direkte und an der Erdoberfläche reflektierte Wellen); so kann es kommen, daß je nach der Art der Instrumente usw. der eine Beobachter den Beginn eines Wellenzuges und der andere den Beginn eines anderen Wellenzuges als den ersten Einsatz annimmt. Zweitens werden bei schwachen Anfängen oft genug vorher in den Registrierkurven auftretende Zacken, hervorgerufen durch Wind, mechanische Störungen, mikroseismische Bodenunruhe usw., schon zum Erdbeben gerechnet. Es schien uns daher unbedingt geboten, nur durchaus zuverlässiges Material, gegeben durch starke Beben mit scharfen Einsätzen, zur Ableitung der Laufzeiten heranzuziehen, wenn wir den Trugbildern entgehen wollten, die frühere Bearbeitungen verhängnisvoll gestört hatten. Wir fanden nicht mehr als drei Beben unseren Zwecken voll genügend, und mußten uns auf diese beschränken (ein Indisches von 1905, ein Kalabrisches von 1905 und ein Kalifornisches von 1906). Wir glaubten ferner uns dem Schluß nicht entziehen zu können, daß das damals vorliegende Material für Entfernungen über 13000 km jeder Sicherheit entbehrt. Die so 1906 entstandene („Göttinger") Laufzeitkurve ist weiter unten zugleich mit der Oldhamschen angegeben. Die Kurve für die ersten Vorläufer wurde von Dr. Zöppritz und mir gemeinsam, die der zweiten Vorläufer von Dr. Zöppritz allein aufgestellt. Seit jener Zeit ist neues Material in Fülle hinzugekommen. Schon für den Vortrag auf der Naturforscherversammlung in Dresden (Sept. 1907) konnte ich weitere Ergebnisse für die Laufzeitkurve jenseits 13000 km verwerten, und zurzeit sind

1) J. Milne, Nature **67**, 1903, April 9.
2) H. Benndorf, K. Akad. d. Wiss. in Wien, Mittlgn. d. Erdbeben-Komm., Heft 29 u. 31, 1905 u. 1906.
3) R. D. Oldham, Geological Soc. **62**, 456, 1906.
4) E. Wiechert u. K. Zöppritz, Über Erdbebenwellen. Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., 1907, S. 415; K. Zöppritz u. L. Geiger, ebenda. 1909, S. 400.

Digitized by Google

Dr. Angenheister, Dr. Geiger und ich damit beschäftigt, eine zweite „Göttinger Laufzeitkurve" aufzustellen. Die vorliegende Arbeit gehört zu den Vorbereitungen dazu.

Für den theoretischen Teil der großen Aufgabe der Seismik mußte zunächst die Theorie der Bewegung der Erdbebenwellen (des Strahlenganges) im Innern der Erde ausgearbeitet werden. Eine Reihe von Autoren widmeten sich ihr, so Aug. Schmidt[1]), M. P. Rudtzki[2]), W. Laska[3]), H. Benndorf[4]), v. Kövesligethy[5]) und ich[6]). Vorausgesetzt werden von allen Autoren die gleichen Gesetze, wie sie für den Schall und das Licht gelten. Man nimmt also entweder an, daß die Strahlen (womit die Normallinien der Wellenflächen gemeint sind) Wege kürzester Ankunftszeiten seien (Fermatsches Prinzip), oder, was auf dasselbe hinaus kommt, man benutzt die Huygenssche Konstruktion, um die Ablenkung der Strahlen zu bestimmen.

Das eigentliche Problem, die wirkliche Bestimmung der Strahlenwege im Erdinnern aus den Beobachtungen der Wellen auf der Erdoberfläche, zeigte mathematische Schwierigkeiten, die man zunächst durch indirekte Methoden zu umgehen suchte: Man machte Annahmen über die Verteilung der Geschwindigkeit in den Erdschichten und variierte sie so, bis den Beobachtungen möglichst entsprochen wurde. Milne (l. c.) nahm einfach einen inneren Kern und einen Mantel an, in welchen beiden die Geschwindigkeit konstant sein sollte, so daß nur an der Zwischengrenze eine Brechung, sonst geradliniger Verlauf der Strahlen angenommen wurde. Aus den Beobachtungen schloß er auf eine Dicke des Mantels von etwa 500 km, also auf eine erheblich geringere Dicke, als ich sie für den Steinmantel aus astronomischen Gründen gefolgert hatte. Zur Erklärung des scheinbaren Widerspruches wäre anzunehmen, daß der Steinmantel nicht einheitlich gebaut sei, und daß in dem tiefer liegenden Teil die Erdbebenwellen etwa ebenso schnell wie in dem Metallkern laufen. Benndorf (l. c), der bei der Diskussion die Theorie zu Hilfe nahm, schließt aus Beobachtungen ebenfalls, daß etwa in 500 km eine Zunahme der Geschwindigkeit stattfinde, daß aber die Geschwindigkeit dann noch weiter steige. Oldham (l. c.) beschränkt sich ohne Rücksicht auf die genauere Theorie auf Vergleiche der scheinbaren Geschwindigkeiten längs der Sehne. Er findet, daß die Geschwindigkeit zunimmt, je tiefer die Sehne zu liegen kommt, anfänglich schneller, später langsamer. Für die Gebiete auf der Erdoberfläche jenseits 90° vom Herd glaubt er erkennen zu können, daß nur die ersten Vorläufer (d. h. die longitudinalen oder Dilatationswellen) sich in regelmäßiger Weise ausbreiten, daß dagegen die zweiten Vorläufer (d. h. die transversalen oder Scherungswellen) in ungefähr 130° Entfernung vom Herd plötzlich eine erhebliche Verspätung um mehrere Minuten erfahren. Er schließt daraus, daß in der Tiefe ein Kern von etwa $^4/_{10}$ der äußeren Dimensionen der Erde eingebettet sei, wo die Scherungselastizität (im Gegensatze zu der Dilatationselastizität) sehr bedeutend geringer ist als sonst (die Geschwindigkeit soll auf etwa $^1/_2$ herabgehen).

v. Kövesligethy (l. c.) macht über die Geschwindigkeitsverteilung im Erdinnern Annahmen, die zu besonders einfachen Formeln führen; es wird eine überall stetige Änderung vorausgesetzt.

§ 3. Indirekte Methode von E. Wiechert und Resultate.

In der zitierten Arbeit „Über Erdbebenwellen" habe ich eine Methode ausgearbeitet, um aus der Laufzeitfunktion auf den Weg der Strahlen im Innern der Erde durch Rechnung (oder Zeichnung) zu schließen, die dann sogleich von Dr. Zöppritz und mir auf die „Göttinger Laufzeitfunktion" angewandt wurde. Auch diese Methode arbeitet indirekt, sie erlaubt es aber, den Weg der Erdbebenstrahlen im Erdinnern mit jeder gewünschten Schärfe festzustellen. Nur der Grundgedanke soll hier angegeben werden. Man denkt sich die Erde in eine Reihe von Schichten zerteilt. Diese Schichten werden von den Erdbebenstrahlen in wechselnder Krümmung durchlaufen werden, und es wird auch angenommen werden müssen, daß in jeder einzelnen Schicht der Krümmungsradius eines jeden Strahles in verschiedener Tiefe verschieden ist. Auf diese Variation innerhalb einer jeden einzelnen der Schicht wird nun aber nicht geachtet: das ist der wesentliche Kunstgriff meiner Methode. Man sieht, es handelt sich um ein Näherungsverfahren, bei dem die Vernachlässigungen in den zweiten Differentialquotienten der Bahnkurven liegen; die Genauigkeit wächst mit der Anzahl der angenommenen Schichten und kann jeden gewünschten Grad erreichen.

Um die Konstanz der Bahnkrümmung in

1) Aug. Schmidt, Verein f. vaterl. Naturkunde in Württemberg, 1888, S. 249.
2) M. P. Rudtzki, Gerlands Beitr. z. Geophys. III, 1898, S. 495.
3) W. Laska, K. Akad. d. Wiss. in Wien, Mittlg. d. Erdbeben-Komm., Heft 23, 1904.
4) H. Benndorf, l. c.
5) v. Kövesligethy, Seismonomia. Modena 1906.
6) In der schon zitierten, teils von mir, teils von Zöppritz verfaßten Arbeit.

Digitized by Google

den einzelnen Schichten zu erzielen, muß angenommen werden, daß in den Schichten bestimmte einfache Beziehungen zwischen der Strahlgeschwindigkeit und dem Abstand vom Erdmittelpunkt gelten, und zwar zeigt es sich, daß die anzunehmende Bedingung differential geschrieben so lautet:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial r} = -f, \qquad (1)$$

wobei r der Abstand vom Erdmittelpunkt, v die Strahlgeschwindigkeit (d. h. Normalgeschwindigkeit der Wellen), f eine Konstante ist. Integral geschrieben kann die Bedingung folgende Form erhalten:

$$v = -\frac{f}{2}r^2 + F, \qquad (2)$$

wobei F eine zweite zu f hinzutretende Konstante für die Schicht bedeutet. Die Methode stellt also für jede Schicht zwei Konstanten zur Verfügung. Von dieser ist die eine, F, so zu wählen, daß die Geschwindigkeit beim Übergang von der nächst vorhergehenden Schicht keinen Sprung erleidet; die andere Konstante, f, bestimmt dann die Änderung der Geschwindigkeit in der Schicht. Der Verwertung von (1) und (2) liegt das bemerkenswerte Gesetz zugrunde, daß in einem Gebiet im Innern einer Kugel, in welchem die Beziehungen (1) und (2) gelten, alle Strahlen in Kreisbahnen verlaufen[1]).

Wie die Methode anzuwenden ist, werden folgende kurze Bemerkungen hinreichend deutlich machen.

Je weiter vom Herd die Erdbebenwellen auf der Erdoberfläche beobachtet werden, um so tiefer sind die zugehörigen Strahlen (Normallinien der Wellenflächen) auf ihrem Wege in die Erde hinabgegangen, um so mehr der angenommenen Schichten haben sie also durchlaufen. Wenn man also vom Herd aus allmählich in die Ferne geht, wird anfänglich nur die erste, dann auch die zweite, dann die dritte und so fort der Schichten in Wirkung treten. Man geht nun auch mit der Rechnung entsprechend vorwärts. Aus den Beobachtungen in der Nähe des Herdes schließt man zunächst auf die Konstanten F und f der ersten Schicht. Dann kann der Verlauf aller Strahlen durch diese Schicht berechnet werden. Aus dem Verlauf der Strahlen, welche die erste Schicht zwar überschreiten, aber ihr doch nahe bleiben, schließt man auf F und f für die zweite Schicht, und in dieser Weise geht es weiter. Die Dicke der Schichten wählt man jedesmal passend so, daß die Beobachtungen auf der Erdoberfläche mit den bis dahin angenommenen Konstanten genügend genau dargestellt werden.

1) W. Laska, l. c.

Es zeigte sich bei den Rechnungen von Dr. Zöppritz und mir, daß schon die Annahme verhältnismäßig weniger Schichten genügte, um die Beobachtungen befriedigend wieder zu geben. Bis zu rund 1500 km Tiefe waren zwei Schichten hinreichend. In dieser Tiefe ergab sich eine jähe Änderung in dem Verhalten der Wellengeschwindigkeit: Während diese bis dahin schnell und ziemlich gleichmäßig anstieg (bei den ersten Vorläufern von 7,2 bis 12,8 km/sec, bei den zweiten Vorläufern von 4 bis 6,77 km/sec), ergibt sich für größere Tiefen die Geschwindigkeit nahezu konstant. Wir konnten damals (Ende 1906) nicht einmal sicher feststellen, ob nach innen zu eine Zunahme oder eine Abnahme der Geschwindigkeit anzunehmen sei. Später (1907) erkannten wir aus dem neu hinzutretenden (hauptsächlich durch Apia gelieferten) Beobachtungsmaterial, daß nach innen zu eine erhebliche Abnahme der Geschwindigkeit erfolge. Darüber berichtete ich auf der Naturforscherversammlung in Dresden (September 1907, siehe den unten zitierten Vortrag). Ob diese Abnahme allmählich oder in der Hauptsache an Unstetigkeitsflächen plötzlich erfolgt, muß dahingestellt bleiben.

Es war für mich gegeben, in der plötzlichen Änderung des Geschwindigkeitsganges in 1500 km Tiefe die Grenze des aus astronomischen Beobachtungen gefolgerten Steinmantels gegen den inneren Metallkern zu sehen. Andeutungen einer Zweiteilung des Steinmantels, wie es den Laufzeitkurven von Milne und Benndorf entsprochen hätte, konnten Zöppritz und ich nicht finden. Es ist von sehr großem Interesse zu bemerken, daß später Dr. Geiger aus dem Studium der Seismogramme zu dem Schluß geführt worden ist, daß in etwa 1000 km Tiefe die Erdschichten eine Besonderheit zeigen müssen: Diejenigen Strahlen, nämlich der ersten und zweiten Vorläufer, die hier streifend verlaufen (d. h. ihre tiefste Einsenkung haben), werden fast völlig ausgelöscht. Dr. Geiger wird demnächst selbst darüber berichten, hier bringe ich mit seiner Erlaubnis nur kurz die erste Nachricht. Ob in 1000 km Tiefe sich doch vielleicht auch in dem Verhalten der Geschwindigkeit der Wellen eine Änderung zeigt, wollen wir bei den aufgenommenen Arbeiten versuchen festzustellen.

Auffällig schien, daß beim Übergang aus dem Steinmantel in den Metallkern eine Änderung der Geschwindigkeit sich nicht bemerkbar machen sollte. Ich habe diesem Punkt besondere Aufmerksamkeit geschenkt — und in der Arbeit über „Erdbebenwellen" ist eine ausführliche Diskussion gegeben —: aus den bisher vorliegenden Beobachtungen aber vermochte ich keine Anzeichen für eine Unstetigkeit in einem oder dem andern Sinn finden. Trotzdem könnte

Digitized by Google

eine Unstetigkeit im Betrage von einigen Prozenten, selbst 10, recht wohl vorhanden sein. Wäre die Wellengeschwindigkeit im Metallkern an der Grenze kleiner als im Steinmantel, so müßte eine Schattenzone sich zeigen, jenseits derer erst die durch den Kern gegangenen Wellen auftauchten. Diese Schattenzone würde aber bei einem nur geringen Unterschied der Geschwindigkeit, selbst wenn eine scharfe Unstetigkeitsfläche vorhanden sein sollte, infolge der Beugung der Wellen aufgefüllt. Sie würde noch mehr verwischt, wenn statt einer Unstetigkeitsfläche eine Vermengungszone vorhanden wäre, in der Gesteine und Metalle durcheinander gemischt lägen. Die einzelnen Brocken könnten dabei verhältnismäßig recht grob sein, ohne daß eine merkliche Schwächung der Wellen infolge diffuser Zerstreuung einträte. Die in Betracht kommenden Wellenlängen der Erdbebenstrahlen betragen nämlich 20 bis 100 km und von dieser Größenordnung dürften daher die Brocken sein. Wäre gemäß dem zweiten der beiden möglichen Fälle die Geschwindigkeit im Metallkern an der Grenze größer als im Steinmantel, so gäbe es eine Zone, wo zugleich Wellen einträfen, die nur durch den Steinmantel und solche, die auch durch den Metallkern gegangen wären. Aber eine Trennung der verschiedenen Wellen bereitet bei dem in den Seismogrammen meist vorhandenen Gewirre von Schwingungen große Schwierigkeiten, und das um so mehr, da auch hier die Beugung und eine etwa vorhandene Vermengungszone verwischend einwirken würden.

Immerhin darf aus den Beobachtungen geschlossen werden, daß beim Übergang vom Steinmantel zum Metallkern kein großer Sprung in der Geschwindigkeit der Wellen vorhanden ist. Ist das nicht ein bedenklicher Einwand gegen die Annahme einer solchen Grenze überhaupt? Ich glaube nicht! Es ist eine nach meinem Empfinden recht bemerkenswerte Erscheinung, daß zwar Dichte und Elastizität bei den verschiedenen Substanzen stark verschieden sind, die Geschwindigkeit der elastischen Wellen aber trotzdem nur verhältnismäßig wenig variiert. Es zeigen zum Beispiel Aluminium, Eisen, Nickel, Glas, Feuerstein, Quarz bis auf einige Prozente dieselben Geschwindigkeiten. In Platin, Silber, Marmor, wo wir geringe Geschwindigkeiten antreffen, erreichen sie doch etwa $^6/_{10}$ des Wertes in jenen Materialien.

So möchte ich denn nicht darin etwas Auffälliges erblicken, daß beim Übergang vom Steinmantel zum Metallkern sich nach den bisherigen Beobachtungen kein Sprung bemerkbar machte, wohl aber scheint es mir bedeutungsvoll, daß im Steinmantel selbst ein sehr regelmäßiges, starkes Ansteigen der Geschwindigkeit nach innen zu sich zeigt, und daß demgegenüber im Metallkern plötzlich nur geringe Änderungen der Geschwindigkeit stattfinden. Sollte ein Einfluß der Temperatur sich hier äußern, die nach innen zu im Steinmantel schnell anwächst, um dann im Metallkern wegen dessen viel besserer Leitfähigkeit nahezu konstant zu sein? Spielt der Druck mit, der an der Grenze des Steinmantels schon etwa $^1/_2$ Million Atmosphären erreicht? Träfe dies zu, so müßte angenommen werden, daß der Druck auf das Gestein wesentlich anders wirkt, wie auf das Metall, denn im Metallkern wächst der Druck noch schnell weiter: im Erdmittelpunkt steigt er auf rund 3 Millionen Atmosphären.

Sehr bemerkenswert vom physikalischen Standpunkt ist weiter noch die Folgerung aus den Laufzeitkurven von Zöppritz und mir, daß das Verhältnis der Geschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Wellen im Innern der Erde sich nur wenig ändert. Es ergibt sich mit ziemlicher Annäherung überall das Verhältnis, welches der Querkontraktion $= ^1/_4$ bei Längsdehnung entspricht: Hieraus scheint zu folgen, daß die Atome selbst unter dem hohen Druck im Innern der Erde sich nahe wie elastische Kugeln verhalten[1]).

§ 4. Anwendung der Abelschen Integralgleichung. Satz von Herglotz.

Die in der modernen Mathematik zu großer Bedeutung gelangten sogenannten „Integralgleichungen" haben eine direkte Methode zutage gefördert, um aus den Laufzeitbeobachtungen auf den Weg der Erdbebenstrahlen zu schließen. Es kommt dabei gerade jene Integralgleichung und ihre Lösung von Abel in Betracht, die für die Entwicklung der Theorie der Integralgleichungen besondere Wichtigkeit erlangt hat.

Unter solchen Umständen wird es nicht wundernehmen, daß die Lösung der seismischen Aufgabe zweimal unabhängig gegeben wurde, von G. Herglotz[2]) und von H. Bateman[3]). Man versteht es auch, daß der Mathematiker Bateman es übersehen konnte, daß die Lösung schon drei Jahre früher in eben der Zeitschrift (die vorliegende nämlich) gegeben wurde, in der er selbst seine Arbeit in deutscher Übersetzung drucken ließ. (Auch meine Arbeit wird übrigens von Herrn Bateman in einer Weise zitiert,

1) E. Wiechert, Die Erdbebenforschung. Ges. Deutscher Naturforscher u. Ärzte, Verh. 1907, diese Zeitschr. **9**, 36, 1908.
2) G. Herglotz, diese Zeitschr. **8**, 145, 1907.
3) H. Bateman, diese Zeitschr. **11**, 96, 1910.

Digitized by Google

die mich annehmen läßt, er habe sie nicht gelesen). Als Göttinger sei mir erlaubt noch zu bemerken, daß es recht interessant erscheint, daß die beiden jungen Gelehrten die Einführung in die Theorie der Integralgleichungen am gleichen Ort, eben in Göttingen, fanden. Die Arbeit von Herglotz fällt in seine Göttinger Zeit.

Mit Rücksicht auf unsere hiesigen Pläne, neue Laufzeitfunktionen zu konstruieren, habe ich die durch die Abelsche Integralgleichung gegebene Lösung des seismischen Problems meinerseits durchgearbeitet, und gefunden, daß sie in eine für die praktische Arbeit sehr bequeme Form gebracht werden kann. Davon soll im folgenden berichtet werden. Herr Geiger hat es übernommen, die Formeln auf die Göttinger und die Oldhamschen Laufzeitfunktionen anzuwenden.

Bei der Aufstellung der Formeln scheint es vorteilhaft, nochmals bis zur Abelschen Integralgleichung zurückzugehen, also die Arbeiten von Herglotz und Bateman nicht direkt zu benutzen.

Die „Integralgleichung" einfachster („erster") Art im modernen Sinn hat die Form:

$$f(x) = \int_a^x K(x,\xi)\, u(\xi)\, d\xi . \qquad (3)$$

$f(x)$, $K(x,\xi)$, $u(\xi)$ sind Funktionen bezüglich von x, x, ξ und ξ; a ist eine Konstante. K ist eine gegebene Funktion und heißt (nach Hilbert) „Kern" der Gleichung. Unter „Auflösung" von (3) versteht man die Bestimmung der Funktion u, wenn die Funktion f gegeben ist. — Die „Abelsche Integralgleichung" lautet[1]):

$$f(x) = \int_x^a \frac{u(\xi)}{(\xi - x)^\lambda}\, d\xi , \qquad (4)$$

wobei λ eine Konstante ist, deren Wert zwischen 0 und 1 liegt. Es ist also hier der Kern

$$K(x,\xi) = \frac{1}{(\xi - x)^\lambda} . \qquad (5)$$

Die Lösung von (4) lautet nach Abel:

$$u(\xi) = \frac{\sin \lambda\pi}{\pi} \frac{d}{d\xi} \int_\xi^a \frac{f(x)}{(x-\xi)^{1-\lambda}}\, dx . \qquad (6)$$

Entsprechend dem Ersatz von x durch $\alpha - x$, ξ durch $\alpha - \xi$ kann man in den Differenzen $\xi - x$ und $x - \xi$ die beiden Größen x und ξ gegeneinander vertauschen, es sind dann auch in den beiden Integralen die Grenzwerte zu vertauschen.

Abel wurde auf (4) geführt durch Behandlung des reibungslosen Falles eines Körpers auf einer Kurve. Dabei erhielt λ den Wert von $^1/_2$. Eben derselbe Wert kommt für das seismische Problem in Betracht. —

Nennen wir Δ den Abstand vom Herd, gemessen längs der Erdoberfläche, T die Laufzeit vom Herdpunkt (den wir in der Erdoberfläche annehmen) bis zum Punkt im Abstand Δ. $\mathfrak{V}$ die „Oberflächengeschwindigkeit" der Wellen, so ist

$$\mathfrak{V} = \frac{d\Delta}{dT} . \qquad (7)$$

Dabei gilt aus geometrischen Gründen die sogleich ersichtliche Beziehung

$$\sin \bar{i} = \frac{\bar{v}}{\mathfrak{V}} = \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}} , \qquad (8)$$

(Benndorfscher Satz). i bedeutet die Neigung des Strahles (als „Strahl" gilt die Wellennormale) gegen die Vertikale, also gegen den Radiusvektor vom Erdmittelpunkt, v ist die Wellengeschwindigkeit oder Strahlgeschwindigkeit, das heißt die Normalgeschwindigkeit, mit der die Erdbebenwellen sich im Innern der Erde fortpflanzen. $\bar{i}$ und $\bar{v}$ sind die speziell an der Erdoberfläche geltenden Werte, so daß also $\bar{i}$ den Austrittswinkel des Strahles bezeichnet. $90^0 - \bar{i}$ pflegt man in der Seismik „Emergenzwinkel" zu nennen. $\mathfrak{V}_0$ ist der Wert von $\mathfrak{V}$ für $\Delta = 0$, also der Anfangswert von $\mathfrak{V}$ beim Herd. Da hier $\bar{i} = 90^0$ ist, gilt:

$$\left(\frac{d\Delta}{dT}\right)_{\Delta=0} = \mathfrak{V}_0 = \bar{v} . \qquad (9)$$

Die Gleichung eines Erdbebenstrahles im Innern der Erde (zugleich eines Lichtstrahles in der Atmosphäre) lautet:

$$\frac{r}{v} \sin i = c . \qquad (10)$$

Es bedeuten hierbei r die Entfernung vom Erdmittelpunkt, i und v die zugehörigen Werte der Strahlneigung und der Wellengeschwindigkeit, c eine Konstante, die dem Strahl charakteristisch ist. Bezeichnet, wie vorhin, ein Strich über dem Symbol den betreffenden Wert für die Erdoberfläche, und sind r_u, v_u, i_u die Werte im tiefsten Punkt des Strahles (im Scheitelpunkt), so ist nach (10):

$$c = \frac{\bar{r}}{\bar{v}} \sin \bar{i} = \frac{r_u}{v_u} . \qquad (11)$$

Berücksichtigt man (8), so folgt auch:

$$\frac{r_u}{v_u} = \frac{\bar{r}}{\mathfrak{V}} . \qquad (12)$$

Die Beobachtungen liefern T als Funktion von Δ; es wird so [durch (7)] die Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$ bestimmt. Mit $\mathfrak{V}_0 = \bar{v}$ als Grenzwert von $\mathfrak{V}$ für $\Delta = 0$ ist gemäß (8) dann weiter auch $\sin i$ als Funktion von Δ gegeben.

1) Ich schließe mich an M. Bôcher, Introduction to the Study of Integral Equations, Cambridge 1909.

Digitized by Google

Je größer die Entfernung Δ vom Herd ist, um so steiler gegen die Erdoberfläche verlaufen die Strahlen, um so kleiner ist also i. Um so tiefer sind die Strahlen dann auch in die Erde eingedrungen, um so kleiner ist also auch r_u. So sind stets bestimmte Werte von Δ, $\mathfrak{V}$ und r_u einander zugeordnet. Der Wert der Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$, der zur Austrittsstelle eines Strahles mit der tiefsten Einsenkung r gehört, soll mit $\mathfrak{V}_r$ bezeichnet werden. Es ist dann nach (12), wobei r_u und v_u durch r und v, $\mathfrak{V}$ durch $\mathfrak{V}_r$ zu ersetzen sind:

$$\mathfrak{V}_r = \frac{\bar{r}}{r} v. \tag{13}$$

Da v eine bestimmte Funktion von r ist, stellt sich $\mathfrak{V}_r$ ebenfalls als Funktion von r dar. Die Strahlgleichung (10) kann nun auch so geschrieben werden:

$$\sin i_r = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}. \tag{14}$$

i_r ist die Neigung i des Strahles im Niveau r, $\mathfrak{V}_\Delta$ bedeutet die Oberflächengeschwindigkeit der Wellen an der Austrittstelle des Strahles, $\mathfrak{V}_r$ ist definiert durch (13) und bedeutet zugleich die Geschwindigkeit $\mathfrak{V}_\Delta$ für einen Strahl, der im Niveau r seinen tiefsten Punkt erreicht.

Unsere Aufgabe soll es nun sein, r_u als Funktion von Δ darzustellen. Um dahin zu gelangen, verfolgen wir den Weg eines Strahles. Dabei wird die eben definierte Größe $\mathfrak{V}_r$ die Oberflächenpunkte mit den in den Tiefen liegenden Punkten verbinden und so in den Mittelpunkt der Überlegungen rücken. Wir können in der Tat unsere Aufgabe auch darin erblicken, den Zusammenhang von r und Δ festzustellen, der sich mittels (13) ergibt, wenn $\mathfrak{V}_r = \mathfrak{V}_\Delta$ gesetzt wird.

Ist ds ein Längenelement des Strahles, so folgt, da i_r die Neigung gegen den Radius r darstellt: $ds \cos i_r = dr$, $ds \sin i_r = r d\Theta$. Es wird dabei mit Θ der Winkel von r gegen den Radiusvektor nach dem Herd bezeichnet. Durch Elimination von ds ergibt sich:

$$d\Theta = \frac{dr}{r} \operatorname{tg} i_r, \tag{15}$$

und bei Benutzung von (14):

$$d\Theta = +\frac{dr}{r} \frac{(1/\mathfrak{V}_\Delta)}{\sqrt{(1/\mathfrak{V}_r)^2 - (1/\mathfrak{V}_\Delta)^2}}. \tag{16}$$

$\mathfrak{V}_\Delta$ ist hier eine durch Δ bestimmte Konstante, nämlich die Oberflächengeschwindigkeit an der Austrittstelle des Strahles, $\mathfrak{V}_r$ bedeutet eine Variable, die mit r durch die Gleichung (13) verbunden ist. Für den tiefsten Punkt des Strahles, für den $r = r_\Delta$ gesetzt werden mag, ist $\mathfrak{V}_r = \mathfrak{V}_\Delta$ für die Oberfläche ($r = \bar{r}$) hat $\mathfrak{V}_r$ den Wert $\bar{v} = (\mathfrak{V}_\Delta)_{\Delta=0}$.

Da der Strahl um den tiefsten Punkt symmetrisch verläuft, entspricht die Änderung von Θ vom tiefsten Punkt bis zur Oberfläche der halben Entfernung Δ, d. h. dem Winkel $\Delta/2\bar{r}$. Es ist daher:

$$\frac{\Delta}{2\bar{r}} = \frac{1}{\mathfrak{V}_\Delta} \int_{\mathfrak{V}_r=\mathfrak{V}_\Delta,\ r=r_\Delta}^{\mathfrak{V}_r=\bar{v},\ r=\bar{r}} \frac{d \lg \operatorname{nat} r}{\sqrt{(1/\mathfrak{V}_r)^2 - (1/\mathfrak{V}_\Delta)^2}}. \tag{17}$$

Setzen wir jetzt

$$(1/\mathfrak{V}_r)^2 = \xi, \quad (1/\mathfrak{V}_\Delta)^2 = x, \tag{18}$$

so geht (17) über in

$$\frac{\Delta \mathfrak{V}_\Delta}{2\bar{r}} = \int_x^{(1/\bar{v})^2} \frac{\frac{d}{d\xi}(\lg \operatorname{nat} r)}{\sqrt{\xi - x}} d\xi, \tag{19}$$

also in die Abelsche Gleichung für $\lambda = 1/2$. Bei Vergleich von (19) mit (4) erhalten wir durch (6) die Lösung:

$$\frac{d}{d\xi}(\lg \operatorname{nat} r) = \frac{1}{2\bar{r}\pi} \frac{d}{d\xi} \int_\xi^{(1/\bar{v})^2} \frac{\Delta \mathfrak{V}_\Delta}{\sqrt{x - \xi}} dx, \tag{20}$$

und durch Integration nach ξ ergibt sich sofort:

$$\lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r} = \frac{1}{2\bar{r}\pi} \int_\xi^{(1/\bar{v})^2} \frac{\Delta \mathfrak{V}_\Delta}{\sqrt{x - \xi}} dx. \tag{21}$$

Rechts und links müssen hier zusammengehörige Werte von r und $\xi = (1/\mathfrak{V}_r)^2 = \left(\frac{r}{\bar{r}\bar{v}}\right)^2$ stehen. $\mathfrak{V}_r$ bedeutet also denjenigen Wert von $\mathfrak{V}$, der einem Strahl mit der tiefsten Einsenkung r zugehört. Weiter ist $x = (1/\mathfrak{V}_\Delta)^2$. Für die Grenze $x = (1/v)^2$ ist $\mathfrak{V}_\Delta = \bar{v}$, $\Delta = 0$, für die Grenze $x = \xi$ erreicht Δ den zu $\mathfrak{V}_r$ gehörigen Wert, stellt also diejenige Entfernung dar, in welcher der Strahl wieder zur Oberfläche kommt, der in der Tiefe r erreichte. Bezeichnen wir diesen Wert mit Δ_r, so kann (21) geschrieben werden:

$$\left.\begin{aligned} \lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r} &= \frac{1}{2\bar{r}\pi} \int_{\Delta=\Delta_r}^{\Delta=0} \frac{\Delta \mathfrak{V}_\Delta d\left(\frac{1}{\mathfrak{V}_\Delta}\right)^2}{\sqrt{(1/\mathfrak{V}_\Delta)^2 - (1/\mathfrak{V}_r)^2}} \\ &= -\frac{1}{\bar{r}\pi} \int_{\Delta=0}^{\Delta=\Delta_r} \frac{\Delta \cdot d\left(\frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}\right)}{\sqrt{\left(\frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}\right)^2 - 1}}. \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Dies ist die gesuchte Darstellung der Tiefe r eines Strahles als Funktion der Entfernung Δ_r, in der er wieder an der Oberfläche auftaucht.

Digitized by Google

$\mathfrak{V}_\Delta$ kann als Funktion von Δ angesehen werden, gegeben durch (7), $\mathfrak{V}_r$ ist der zu Δ_r (und also zu r) gehörige Grenzwert von $\mathfrak{V}_\Delta$.

Der Zusammenhang von (22) mit den von Herglotz und Bateman gegebenen Lösungen ist so leicht zu erkennen, daß es nicht nötig scheint, darauf näher einzugehen. Da Herglotz der erste war, welcher die Lösung angab, wird man (22) den Satz von Herglotz nennen können.

§ 5. Direkte Methode zur Lösung des Problems der Erdbebenstrahlen.

Uns bleibt nun noch die Aufgabe, die Formel (22) in eine für praktische Rechnungen günstige Form zu bringen.

Zu dem Zweck schreibe ich:

$$\frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta} = p, \tag{23}$$

dann geht (22) über in:

$$\left.\begin{aligned} \lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r} &= -\frac{1}{\pi \bar{r}} \int_{\Delta=0}^{\Delta=\Delta_r} \frac{\Delta\, dp}{\sqrt{p^2-1}} \\ &= -\frac{1}{\pi \bar{r}} \int_{\Delta=0}^{\Delta=\Delta_r} \Delta\, d \operatorname{arc} \mathfrak{Cof}\, p, \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

und es folgt durch partielle Integration:

$$\left.\begin{aligned} \lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r} &= -\left[\frac{\Delta}{\pi \bar{r}} \operatorname{arc} \mathfrak{Cof}\, p\right]_{\Delta=0}^{\Delta=\Delta_r} \\ &\quad + \frac{1}{\pi \bar{r}} \int_{\Delta=0}^{\Delta=\Delta_r} \operatorname{arc} \mathfrak{Cof}\, p\, d\Delta. \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

Für die untere Grenze des ersten Gliedes der rechten Seite ist $\Delta = 0$, für die obere verschwindet wegen $p = 1$ der arc $\mathfrak{Cof}$, also fällt das Glied überhaupt fort. Setzen wir noch

$$\mathfrak{Cof}\, q = \frac{e^q + e^{-q}}{2} = p = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta} = \frac{(\sin \bar{\imath})_\Delta}{(\sin \bar{\imath})_r}, \tag{26}$$

so geht (25) über in:

$$\lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r} = \frac{1}{\pi \bar{r}} \int_{\Delta=0}^{\Delta=\Delta_r} q\, d\Delta. \tag{27}$$

In (26), (27) haben wir für praktische Rechnungen ganz außerordentlich einfache Formeln erhalten, denn es gibt Tabellen für die hyperbolische Kosinusfunktion, so daß der Wert des Integrals durch mechanische Quadratur leicht zu bestimmen ist. Dabei ist noch zu beachten, daß die Formeln (26), (27) zusammen mit den nach (7) und (13) geltenden Formeln

$$\mathfrak{V} = \frac{d\Delta}{dT}, \tag{28}$$

$$v = \frac{r}{\bar{r}} \mathfrak{V}_r \tag{29}$$

alles umfassen, was der Rechner überhaupt der Theorie zu entlehnen braucht. — So mögen hier die Bezeichnungen kurz noch einmal erklärt werden: Δ ist die Entfernung vom Herd, gemessen längs der Erdoberfläche, T die zugehörige Laufzeit, $\mathfrak{V}$ die Oberflächengeschwindigkeit, $\mathfrak{V}_\Delta$ ist eine Bezeichnung von $\mathfrak{V}$, in der die Zugehörigkeit zu Δ besonders hervorgehoben wird. r bedeutet den Abstand vom Erdmittelpunkt, v die dort herrschende Strahlgeschwindigkeit (Normalgeschwindigkeit der Wellen). $\bar{r}$ ist der Erdradius, also gibt $\pi \bar{r} = 20000$ km den Wert von Δ für den Gegenpunkt des Herdes an. Der Endwert Δ_r in (27), wozu $\mathfrak{V}_r$ als Wert von $\mathfrak{V}$ gehört, ist diejenige Entfernung Δ, in der ein Strahl auftaucht, der in der Entfernung r vom Erdmittelpunkt seine größte Tiefe erreichte. —

Bei der Anwendung der Formeln (26) bis (29) wird man so vorgehen: Aus der „Laufzeitfunktion" oder „Laufzeitkurve", die T als Funktion von Δ darstellt, berechnet oder konstruiert man sich zunächst für eine genügende Anzahl von Werten Δ die Oberflächengeschwindigkeiten $\mathfrak{V}$ und stellt eine Tabelle oder Kurve dar, welche $\mathfrak{V}$ als Funktion von Δ zeigt. Die so gewonnene „Geschwindigkeitsfunktion" oder „Geschwindigkeitskurve" der Erdbebenwellen an der Erdoberfläche dient für die weitere Arbeit als eigentlicher Ausgangspunkt. Ist die Funktion richtig gebildet, so muß man mittels ihr durch mechanische Quadratur rückwärts die Laufzeitfunktion wieder richtig erhalten. Diese Kontrolle darf nicht versäumt werden. — Gedenkt man mit Logarithmen zu rechnen, so wird man noch die Funktion $\log \mathfrak{V}$ darstellen.

Um bei einem vorgegebenen Wert der Entfernung Δ, den wir Δ_r nennen, den zum tiefsten Punkt des Strahles gehörigen Wert des Erdradius r zu finden, wird für eine Reihe von Werten Δ von $\Delta = 0$ bis $\Delta = \Delta_r$ die Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}_\Delta$ aufgesucht, der Endwert für $\Delta = \Delta_r$ heißt $\mathfrak{V}_r$. Man bildet nun (z. B. mit der Rechenmaschine oder bei geringeren Ansprüchen an die Genauigkeit mit dem Rechenschieber) die Quotienten

$$\frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta} = \mathfrak{Cof}\, q, \tag{30}$$

oder, wenn man mit Logarithmen rechnet, die Differenzen

$$\log \mathfrak{V}_r - \log \mathfrak{V}_\Delta = \log \mathfrak{Cof}\, q, \tag{31}$$

und sucht in den Tabellen für $\mathfrak{Cof}\, q$ oder für $\log \mathfrak{Cof}\, q$ Werte von q auf. Dann kann (27) zur Berechnung von $\lg(\bar{r}/r)$ mittels der mechanischen Quadratur benutzt werden.

Über die mechanische Quadratur bringt Herr

Digitized by Google

Dr. Geiger in dem nachfolgenden Paragraphen 7 nähere Angaben. —

Ist der zu Δ_r gehörige Wert von $\bar{r}/r$ gefunden, so kann mittels (29) auch sogleich die in der Tiefe r herrschende Strahlgeschwindigkeit v berechnet werden. —

Auch die Berechnung des Weges der einzelnen Strahlen kann man bei Zuhilfenahme der mechanischen Quadratur sehr leicht ausführen.

Als Vorbereitung dazu dient die besprochene Berechnung von lg nat $(\bar{r}/r)$. Wird dieser Ausdruck für eine Reihe von vorgesehenen Werten der Entfernung Δ berechnet, und bezeichnen wir wieder wie bisher die betreffenden Werte von Δ und $\mathfrak{V}$ mit Δ_r und $\mathfrak{V}_r$, um so die Zugehörigkeit zu kennzeichnen, so ist auch $\mathfrak{V}_r$, definiert nach (13) durch:

$$\mathfrak{V}_r = \frac{\bar{r}}{r} v, \tag{32}$$

als Funktion von log nat $(\bar{r}\, r)$ bekannt. Diese Funktion wird in einer Tabelle oder Kurve für die weitere Arbeit bequem dargestellt. Für $r = \bar{r}$ wird $\mathfrak{V}_r = \bar{v} = \mathfrak{V}_0 =$ der Oberflächengeschwindigkeit der Wellen für $\Delta = 0$.

Die Strahlgleichung für einen Strahl, der in der Entfernung Δ vom Herd wieder auftaucht, ist nach (14):

$$\sin i_r = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}, \tag{33}$$

wobei i_r den Neigungswinkel des Strahles in dem Niveau r und $\mathfrak{V}_\Delta$ die Oberflächengeschwindigkeit der Wellen in der Entfernung Δ vom Herd bedeuten. Bezeichnen wir wieder den Winkel zwischen den beiden Radiusvektoren nach einem Strahlpunkt und nach dem Herd mit Θ, so ist nach (15):

$$\Theta_1 = -\int_{r=r}^{r=r_1} \operatorname{tg} i_r \, d \lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r}. \tag{34}$$

Θ_1 bedeutet hier den Winkel Θ, welcher in dem Niveau $r = r_1$ erreicht ist. Diese Formel in Verbindung mit (33) ermöglicht eine einfache Berechnung von Θ_1. Sie wird nur unbequem für die nächste Umgebung des Umkehrpunktes des Strahles, wo $\mathfrak{V}_r = \mathfrak{V}_\Delta$ und daher $\operatorname{tg} i_r = \infty$ wird. Aber dieser Ausfall schadet nichts, da ja für den Strahl die ganze Ausweitung (in Winkelmaß $= \Delta/\bar{r}$) und der tiefste Punkt bekannt sind.

§ 6. Besondere Fälle.

A. v. Kövesligethy (l. c.) nimmt für das Erdinnere an:

$$\left(\frac{\bar{v}}{v}\right)^2 = \frac{1 + q\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2}{1+q}, \tag{35}$$

wobei v wie bisher die Wellengeschwindigkeit im Abstand r vom Erdmittelpunkt bedeutet und q eine Konstante ist. Soll v nach dem Innern der Erde hin wachsen, wie es der Erfahrung entspricht, so muß q positiv sein. Das soll im folgenden angenommen werden. v. Kövesligethy gelangt zu Formel (35), indem er das Rochesche Dichtegesetz für das Erdinnere

$$\delta = \bar{\delta} \frac{1 - \alpha\left(\frac{r}{\bar{r}}\right)^2}{1-\alpha} \tag{36}$$

zusammenfügt mit der aus der Optik entlehnten Formel:

$$\frac{1}{\delta}\left(\left(\frac{v'}{v}\right)^2 - 1\right) = C, \tag{37}$$

in der v' und C Konstanten darstellen.

Aus (35) ergibt sich nach v. Kövesligethy für die Laufzeitfunktion:

$$T = \frac{1}{\mathfrak{V}_0} \frac{\psi + (1+2q)\,\mathfrak{Tg}\,\psi}{\sqrt{4q(1+q)}}. \tag{38}$$

Hierin ist ψ gegeben durch:

$$\mathfrak{Cof}\,\psi = +\sqrt{1 + 2q + q^2 \cos^2 \frac{\Delta}{\bar{r}}} - q \cos \frac{\Delta}{\bar{r}}, \tag{39}$$

und es sind $\mathfrak{Cof}$ und $\mathfrak{Tg}$ die hyperbolischen Funktionen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{Cof}\,\psi &= \frac{e^\psi + e^{-\psi}}{2}, \quad \mathfrak{Sin}\,\psi = \frac{e^\psi - e^{-\psi}}{2}, \\ \mathfrak{Tg}\,\psi &= \frac{e^\psi - e^{-\psi}}{e^\psi + e^{-\psi}}. \end{aligned}\right\} \tag{40}$$

$\mathfrak{V}_0 = \bar{v}$ bedeutet die Oberflächengeschwindigkeit für den Herdabstand $\Delta = 0$. Austrittswinkel $\bar{i}$ und Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$ werden bestimmt durch:

$$\sin \bar{i} = \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}} = \frac{\bar{v}}{\mathfrak{V}} = \sqrt{\frac{q}{1+q}} \frac{\sin \frac{\Delta}{\bar{r}}}{\mathfrak{Sin}\,\psi}. \tag{41}$$

B. Ich selbst (l. c.) setzte für die Ausarbeitung meiner Näherungsmethode wie Laska (l. c.):

$$v = -\frac{f}{2} r^2 + F; \tag{42}$$

es werden dann die Bahnen aller Strahlen Kreise, und es folgt, wenn man (42) für alle Tiefen der Erde als gültig ansieht:

$$\left(\frac{v}{\bar{v}} - 1\right) = \bar{r}^2 \frac{f}{2}\left(1 - \left(\frac{r}{\bar{r}}\right)^2\right). \tag{43}$$

Wie ich in meiner Arbeit zeigte, ergibt sich weiter:

$$\operatorname{ctg} \bar{i} \operatorname{ctg} \frac{\Delta}{2\bar{r}} = C, \quad C = 1 + \frac{\bar{r} f}{\bar{v}}. \tag{44}$$

Hieraus folgt sogleich:

$$\sin \bar{i} = \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}} = \frac{\bar{v}}{\mathfrak{V}} = \frac{1}{\sqrt{1 + C^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\Delta}{2\bar{r}}}}, \tag{45}$$

Digitized by Google

und wegen $dT = d\Delta/\mathfrak{V}$ durch Integration:

$$\mathfrak{Sin}\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{C^2-1}\,\frac{\mathfrak{V}_0}{\bar{r}\,\pi}T\right) = \sqrt{C^2-1}\,\sin\frac{\Delta}{2\bar{r}}, \quad (46)$$

wodurch die Laufzeitfunktion in einer für die Rechnung bequemen Form gegeben ist.

C. In seiner neuen Arbeit verwendet Bateman die Laufzeitfunktion

$$T = l + m\Delta - n\Delta^2, \quad (47)$$

wobei l, m, n Konstanten sind. Es ergibt sich hier schon für $\Delta = 0$ eine von 0 verschiedene Laufzeit $T = l$. Da Bateman für dieses eigenartige Verhalten keine Erklärung gibt, mag es dahingestellt bleiben, ob man an eine endliche Herdtiefe (die aber, da $l = 0{,}4$ Minuten angenommen wird, etwa 200 km betragen müßte) oder an Unregelmäßigkeiten in den obersten Erdschichten denken soll. l könnte auch in den früher angegebenen Formeln hinzugenommen werden, da aber diese Konstante für das Erdinnere keine Bedeutung hat, auch in den weiteren Batemanschen Formeln nicht eingeht, mag sie beiseite gelassen werden. Dann tritt an Stelle von (47):

$$T = m\Delta - n\Delta^2, \quad (48)$$

und es ergibt sich

$$\sin\bar{i} = \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}} = \frac{\bar{v}}{\mathfrak{V}} = \bar{v}m\left(1 - 2\frac{n}{m}\Delta\right), \quad (49)$$

ferner mittels (22) für die tiefste Stelle eines Strahles, der auftaucht, wo der Wert $\mathfrak{V} = \mathfrak{V}_r$ herrscht:

$$\lg\text{nat}\,\frac{\bar{r}}{r} = \frac{1}{\bar{r}}\frac{m}{\pi}\frac{m}{2n}q - \sqrt{1-\left(\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_r}\right)^2}, \quad (50)$$

dabei ist q gegeben durch

$$\mathfrak{Cof}\,q = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_0}. \quad (51)$$

Unter Rücksicht auf (32):

$$v = \frac{r}{\bar{r}}\mathfrak{V}_r \quad (52)$$

kann sogleich der zu r gehörige Wert der Wellengeschwindigkeit v bestimmt werden.

D. Wenn wir von der Batemanschen Konstanten l absehen, haben wir es überall mit zweikonstantigen Laufzeitfunktionen zu tun. Es ist von vornherein zu erwarten, daß derartig einfache Funktionen der Wirklichkeit nicht entsprechen werden, da das ja einen einheitlichen Bau einfachster Art des Erdkörpers voraussetzen würde; und es spricht weiter die Erfahrung gegen eine solche Annahme. Dennoch können die erhaltenen Formeln für manche Zwecke (etwa für Berechnungen, die sich auf geringe Entfernungen vom Herd beziehen) von Nutzen sein. Es ist nicht schwierig, noch mehr Konstanten so einzuführen, daß doch alle Rechnungen in geschlossenen Formeln durchführbar bleiben. So kann man z. B. setzen:

$$\frac{\Delta}{r\pi} = \alpha\left(1-\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}}\right) + \beta\left(1-\left(\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}}\right)^2\right) + \gamma\left(1-\left(\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}}\right)^3\right), \quad (53)$$

womit eine Verallgemeinerung der Batemanschen Formel erreicht wird, und es ist in (53) auch erlaubt, die Reihe rechts beliebig weit fortzusetzen, wenn man sich weiterhin auf ungerade Potenzen von $\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}}$ beschränkt. Ebenso könnte man auch für den Zusammenhang von lg nat r und $\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_r}$ Potenzreihen nach $\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_r}$ annehmen (denen ein Glied lg nat $\left(\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_r}\right)$ zuzufügen wäre). Alle solche Ausführungen aber haben für die Praxis wenig Bedeutung, da sie das Wesentliche, das individuelle Verhalten der verschiedenen Erdschichten verwischen. Um die Individualität hervortreten zu lassen, bleiben die beiden Wege: Entweder man zerteilt, indirekt vorgehend wie bei der von mir ausgearbeiteten Näherungsmethode, die Erde für die Rechnung in einzelne Schichten, von denen jede für sich besonders behandelt wird, oder man verzichtet auf jede spezielle Formel und läßt in einem direkten Verfahren allein die in § 4 dargelegte allgemeine Theorie sprechen, wendet also mechanische Integrationen an. Auch die Zerteilung der Erde in Schichten bedeutet nichts anderes als eine mechanische Integration in besonderer Form, so daß in dieser Hinsicht beide Wege gleiche Mittel anwenden.

II. Praktische Rechnungen.

Von Ludwig Geiger.

Vorbemerkung.

Im folgenden soll die oben in § 5 entwickelte Methode auf zwei verschiedene Laufzeitfunktionen angewandt werden, nämlich auf diejenige der ersten Vorläufer, die Wiechert und Zöppritz 1906 aufgestellt haben[1]) und diejenige von Oldham aus dem gleichen Jahre[2]). Die erstere Laufzeitfunktion ist schon früher nach der ersten rechnerischen Methode Wiecherts[3]) von Zöppritz und Geiger durchgerechnet worden[4]), während Oldhams Funktion bisher noch nicht behandelt worden ist. Im ersten Fall werden wir also keine prinzipiell neuen Resultate zu erwarten haben, dagegen

1) E. Wiechert und K. Zöppritz, l. c.
2) R. D. Oldham, l. c.
3) l. c. § 23 und 24.
4) K. Zöppritz und L. Geiger, l. c.

Digitized by Google

erlauben die Unterschiede der Resultate beider Methoden, sich ein Urteil über die Qualität der Methoden und ihrer Resultate zu bilden. Die Resultate des zweiten Falles sind neu; sie und diejenigen von Benndorf[1]) und Bateman[2]) verglichen mit denjenigen des ersten Falles lassen erkennen, welch gewaltige Diskrepanzen zurzeit leider noch bestehen und wie wichtig deshalb ein weiteres äußerst sorgfältiges Studium der Laufzeitfunktion ist.

§ 7. Laufzeitfunktion von Wiechert-Zöppritz.

Wiechert und Zöppritz haben ihre Laufzeitfunktion und die durch Differentiation daraus hergeleitete Sinusfunktion graphisch[3]) und tabellarisch[4]) für beide Vorläufer mitgeteilt. Der Vollständigkeit halber lassen wir hier die beiden Funktionen tabellarisch folgen (Tabelle 1). Die

Tabelle 1. Laufzeit, Oberflächengeschwindigkeit und Einfallswinkel.

Δ in Megametern	I. Vorläufer			II. Vorläufer		
	T sec	$\mathfrak{V}$ km/sec	sin i	T sec	$\mathfrak{V}$ km/sec	sin i
0	0	7,174	1,0000	0	4,01	1,0000
0,5	69	7,30	0,9827	124	4,08	0,9827
1	136	7,66	0,9354	244	4,28	0,9354
1,5	199	8,25	0,8693	356	4,61	0,8693
2	257	9,01	0,7960	460	5,04	0,7960
2,5	310	9,92	0,7233	555	5,54	0,7233
3	358	10,95	0,6554	641	6,12	0,6554
3,5	402	12,0	0,5980	719	6,75	0,5941
4	442	13,1	0,5477	789	7,43	0,5398
4,5	478	14,3	0,4997	854	8,16	0,4916
5	512	15,7	0,4570	913	8,62	0,4653
5,5	542	16,8	0,4274	971	8,67	0,4624
6	572	16,85	0,4260	1028	8,77	0,4571
6,5	601	17,0	0,4228	1084	8,96	0,4527
7	631	17,2	0,4179	1140	9,00	0,4455
7,5	660	17,45	0,4116	1194	9,16	0,4379
8	688	17,8	0,4037	1249	8,35	0,4289
8,5	716	18,2	0,3948	1301	9,57	0,4190
9	743	18,65	0,3847	1354	9,83	0,4082
9,5	769	19,2	0,3737	1404	10,13	0,3958
10	795	19,85	0,3616	1453	10,47	0,3830
10,5	820	20,6	0,3492	1500	10,87	0,3689
11	844	21,4	0,3356	1545	11,31	0,3545
11,5	867	22,3	0,3210	1588	11,83	0,3384
12	888	23,5	0,3053	1629	12,46	0,3220
12,5	909	24,8	0,2893	1668	13,16	0,3048
13	929	26,2	0,2732	1705	13,94	0,2875

erste Spalte gibt die längs der Erdoberfläche gemessene Herddistanz Δ in Megametern (1 Megameter = 1000 km), die 2. und 5. die zugehörige Laufzeit T in Sekunden, die 3. und 6. die in km/sec gemessene Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$, und die 4. und 7. den Sinus des Einfallswinkels i der Erdbebenstrahlen; dabei ist der Einfallswinkel i wie in der Optik der Winkel zwischen Strahl und Wellennormale, hier also zwischen Erdbebenstrahl und Erdradius. Das erste Ziel der Rechnung besteht nun darin, daß man für eine diskrete Anzahl von Strahlen den „Scheitelradius" berechnet. „Scheitel" nennen wir den tiefsten Punkt des Strahles, der zugleich seine Mitte ist, „Scheitelradius" r und „Scheiteltiefe" $S = \bar{r} - r$ den Abstand des Scheitels vom Erdmittelpunkt bzw. von der Erdoberfläche. Nach § 5 dienen uns dazu die Gleichungen

$$\log \text{nat} \frac{r}{r} = \frac{1}{20} \int q \, d\Delta, \qquad (27)$$

worin Δ in Megametern gemessen ist, und

$$\mathfrak{Cof}\, q = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta} = \frac{\sin i_\Delta}{\sin i_r}. \qquad (26)$$

Man bildet also zunächst für jeden Strahl die Quotienten $\frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}$ oder, wenn Sinus $i(\Delta)$ fertig vorliegt, $\frac{\sin i_\Delta}{\sin i_r}$. Darin ist $\sin i_r$ der Einfallswinkel des betrachteten Strahles an der Erdoberfläche, $\mathfrak{V}_r$ die zugehörige Oberflächengeschwindigkeit, während $\sin i_\Delta$ bzw. $\mathfrak{V}_\Delta$ die entsprechenden Werte aller derjenigen Strahlen sind, deren Herddistanzen Δ zwischen der Distanz des betrachteten Strahles und $\Delta = 0$ liegen. Streng genommen müßte man also unendlich viele Werte $\sin i_\Delta$ bzw. $\mathfrak{V}_\Delta$ in Rechnung ziehen. Es hat sich jedoch gezeigt, daß zur Erreichung der gewünschten Genauigkeit eine ziemlich kleine Anzahl von Werten genügt, und zwar um so weniger, je geschickter sie ausgewählt werden. Dabei muß die Tabelle 1 graphisch sorgfältig interpoliert werden. Nachdem so die $\mathfrak{Cof}\, q$ berechnet sind, schlägt man die zugehörigen Werte q in einer Tabelle auf[1]), und hat damit q als Funktion von Δ. Fig. 1 zeigt graphisch q (Δ) für die Strahlen mit $\Delta = 1, 2, 3, \ldots 12, 13$ Megametern; außerdem ist $\Delta = 5{,}4$ Megameter angegeben, weil an dieser Stelle die Sinusfunktion einen Knick zeigt. Dieser Knick kommt auch in allen q (Δ) für $\Delta > 5{,}4$ Megameter zum Ausdruck.

Jetzt sind die Flächenintegrale $\int q \, d\Delta$ auszuwerten. Dazu verfügen wir über drei Gruppen von Methoden, nämlich die mechanische (Planimeter, Wägung), die rechnerische (Simpsonsche Regel, Modifikation derselben von Runge) und die graphische Integration.

1) H. Benndorf, l. c.
2) H. Bateman, l. c.
3) l. c. Tafel I und III.
4) K. Zöppritz und L. Geiger, l. c.

1) z. B. „Hyperbolic functions" der Smithsonian mathematical tables, Washington 1909.

Digitized by Google

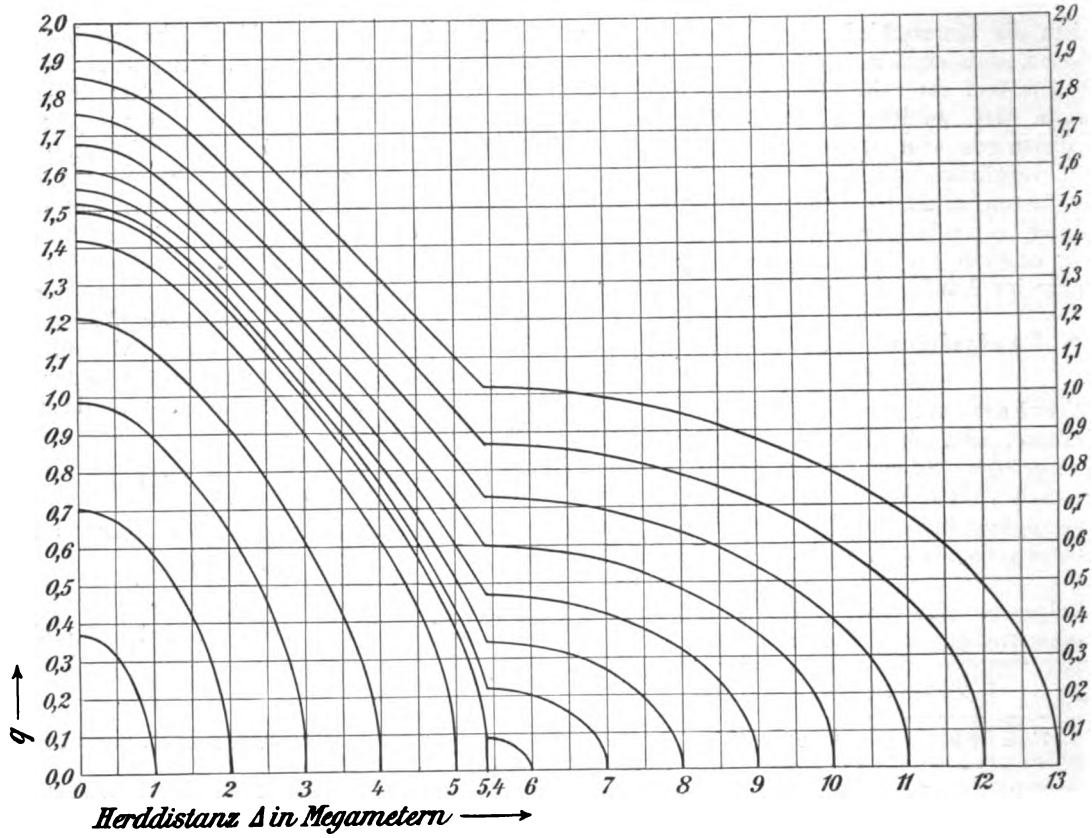


Fig. 1.

Will man den Scheitelradius r bis auf $+$ 1 km erhalten, so muß das Verhältnis $\frac{r}{r}$, also auch der Integralwert bis auf ca. $\pm$ 0,02 Proz. richtig bestimmt werden, was schon ziemlich schwierig ist. Das Planimeter bleibt hier ganz außer Frage, dagegen wurde bei einem ausgewählten Strahl das Wägungsverfahren versucht. Dazu wurde $q\,(\Delta)$ auf Koordinatenpapier aufgezeichnet, sorgfältig ausgeschnitten und gewogen. Vorher war der ganze Bogen gewogen worden, so daß man sein spezifisches Flächengewicht (das ist das Gewicht pro Flächeneinheit) kannte. Zwei mit verschiedenen Papierbogen erhaltene Integralwerte differierten aber noch zu sehr, so daß das Verfahren verworfen wurde. Die Simpsonsche Regel wurde in der Rungeschen Modifikation benützt[1]). Dabei wird die Fläche in lauter Streifenpaare zerlegt, die dann zu integrieren sind. Ein solches Streifenpaar habe die Endordinaten q_1, q_3 und in der Mitte die Ordinate q_2. Die q_1, q_2, q_3 sind zahlenmäßig bekannt. Man macht dann die Annahme, daß das begrenzende Kurvenstück durch einen Parabelbogen angenähert ersetzt werden darf. Der dadurch begangene Fehler ist natürlich um so geringer, je schmaler man die Streifen wählt. Dabei ist es aber durchaus nicht nötig, daß die ganze Fläche in gleich breite Streifen zerlegt wird. Vielmehr wählt man da, wo die Randkurve sehr glatt verläuft, breitere Streifenpaare, während man bei komplizierter verlaufenden Partien möglichst enge Streifenpaare bildet. Es ist dabei Sache des Instinktes, die Einteilung so vorzunehmen, daß bei jedem Streifenpaar der mittlere Integrationsfehler ungefähr gleich groß wird. Die Auswertung der einzelnen Streifenpaare geschieht dann so: man denkt sich q_1, q_3 verlängert und legt zwischen q_1, q_3 die Sehne, in q_2 die Tangente an die Randkurve. Nennt man h den Abstand zwischen q_1, q_2 bzw. q_2, q_3, so ist der Inhalt des Tangentenvierecks

$$\mathfrak{T}_2 = q_2 \cdot 2\,h,$$

der Inhalt des Sehnenvierecks

$$\mathfrak{S} = (q_1 + q_3) \cdot \mathrm{h},$$

und der gesuchte Inhalt des durch den Parabelbogen begrenzten Streifens

$$J = \mathfrak{T} - \frac{1}{3}(\mathfrak{T} - \mathfrak{S}).$$

Das Gesamtintegral ist dann ΣJ. Dieses Ver-

1) Vgl. H. Arnold, Die Erdbewegung während des I. Vorläufers usw. Göttinger Diss. 1909; auch Beitr. z. Geoph. **10**, 269–316.

Digitized by Google

Tabelle 2. Integration für $\Delta = 10$ Megameter.

Δ Megameter	h	q_{2n}	q_{2n+1}	$q_{2n}+q_{2n+2}$	$\mathfrak{S}$	$\mathfrak{T}$	$\mathfrak{T}-\mathfrak{S}$	J
0		1,6759				3,2078		
1	1		1,6039	3,1020	3,1020	0,0353	0,1058	3,1725
2		1,4261				2,4024		
3	1		1,2012	2,4016	2,4016	0,0003	0,0008	2,4021
4		0,9755				0,8484		
4,5	0,5		0,8484	1,6868	0,8434	0,0017	0,0050	0,8467
5		0,7133				0,2616		
5,2	0,2		0,6539	1,3066	0,2613	0,0001	0,0003	0,2615
5,4		0,5953				0,3559		
5,7	0,3		0,5931	1,1836	0,3551	0,0003	0,0008	0,3556
6		0,5883				1,1020		
7	1		0,5510	1,0662	1,0662	0,0119	0,0358	1,0901
8		0,4779				0,7112		
9	1		0,3556	0,4779	0,4779	0,0778	0,2333	0,6334
10		0,0000						8,7619

fahren ist dann besonders bequem, wenn man h so wählt, daß die Multiplikation mit h und mit $2h$ im Kopf ausführbar ist; dann kann nämlich die ganze Integration leicht im Kopf gerechnet werden. In Tabelle 2 ist z. B. die Rechnung für den Strahl $\Delta = 10$ Megameter mitgeteilt.

Die erste Spalte gibt Δ, die zweite gibt h, die dritte und vierte die geraden und ungeraden Ordinaten q, die fünfte die Summe je zweier gerader Ordinaten q, die sechste den Inhalt $\mathfrak{S}$ des Sehnenvierecks, die siebente enthält je zwei Werte: oben den Inhalt $\mathfrak{T}$ des Tangentenvierecks, unten $^1/_3$ der in der achten Spalte stehenden Differenz $\mathfrak{T}-\mathfrak{S}$; in der letzten steht der sich aus der siebenten Spalte ergebende Integralwert $J = \mathfrak{T} - \frac{1}{3}(\mathfrak{T}-\mathfrak{S})$. Die Summe der letzten Spalte gibt in dem mitgeteilten Beispiele als gesuchtes Gesamtintegral den Wert 7,545 (die letzte Ziffer ist jetzt abgestoßen). Anfänglich wurden alle Strahlen der Fig. 1 nach dieser Methode integriert. Die Resultate differierten bei den Strahlen mit $\Delta > 5{,}4$ Megameter nur sehr wenig von den Resultaten der früheren Rechnung[1]), während für $0 < \Delta < 5{,}4$ Megameter sich ganz bedeutende Abweichungen zeigten. Die Ordinaten q waren nämlich für $\Delta = 0, 1, 2, \ldots$ Megameter berechnet, nur im Bereich von $\Delta = 5{,}4$ Megameter waren weitere Werte eingeschaltet worden. Die Kurven mit kleinem Δ hatten also viel weniger berechnete Punkte als die mit großem Δ, woraus sich die Fehler bei den Strahlen mit kleinem Δ leicht erklären. Man hätte natürlich bei den Strahlen mit kleinem Δ hinreichend weitere Punkte einschalten können, um gute Integralwerte zu bekommen; es zeigte sich jedoch, daß dann der Arbeitsaufwand größer ist als bei der graphischen Integration. Für $\Delta = 0, 1, \ldots 4, 5$ wurden deshalb die Kurven in großem Maßstabe auf Koordinatenpapier gezeichnet und so lange weitere Punkte eingeschaltet, bis über den Verlauf der Kurve kein Zweifel mehr blieb. Für eine Kurve genügten ca. 10—20 Punkte. Die graphische Integration ist äußerst einfach: man ersetzt dabei die Randkurve durch eine „Treppenkurve“[1]). Benutzt man Millimeterpapier, so wählt man am besten Streifen von 1 cm Breite und hat dann nur die mittleren Ordinaten abzulesen und zu addieren. Um ein Urteil über die erreichte Genauigkeit zu bekommen, wurde die Kurve für $\Delta = 1$ Megameter zweimal gezeichnet und integriert. In beliebigem Maße ausgedrückt ergaben die beiden Integrationen 2857 bzw. 2858; der mittlere Fehler ist also nur $+^1/_2$ oder ca. $+0{,}02$ Proz., was der oben gestellten Anforderung entspricht.

Der weitere Gang der Rechnung an Hand der Gleichung

$$\log \text{nat} \frac{r}{r} = \frac{1}{20} \int q \, d\Delta \qquad (27)$$

ergibt sich von selbst, ebenso die Berechnung der Geschwindigkeit im Scheitel nach der Gleichung

$$v = \frac{r}{r} \cdot \mathfrak{V}_r \qquad (29)$$

Tabelle 3 gibt die Resultate, und zwar in der ersten Spalte die Herddistanz Δ, in der zweiten die Integralwerte, in der dritten den Scheitelradius r, in der vierten die Scheiteltiefe S; zum Vergleich gibt die fünfte Spalte die entsprechenden Scheiteltiefen nach den Rechnungen von Zöppritz und Geiger, und die sechste die Differenzen zwischen der vierten und fünften Spalte; die letzte Spalte gibt die Wellengeschwindigkeiten v im Niveau r, also im Ab-

1) K. Zöppritz und L. Geiger, l. c.

1) H. Arnold, l. c.

Digitized by Google

den einzelnen Schichten zu erzielen, muß angenommen werden, daß in den Schichten bestimmte einfache Beziehungen zwischen der Strahlgeschwindigkeit und dem Abstand vom Erdmittelpunkt gelten, und zwar zeigt es sich, daß die anzunehmende Bedingung differential geschrieben so lautet:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial r} = -f, \qquad (1)$$

wobei r der Abstand vom Erdmittelpunkt, v die Strahlgeschwindigkeit (d. h. Normalgeschwindigkeit der Wellen), f eine Konstante ist. Integral geschrieben kann die Bedingung folgende Form erhalten:

$$v = -\frac{f}{2}r^2 + F, \qquad (2)$$

wobei F eine zweite zu f hinzutretende Konstante für die Schicht bedeutet. Die Methode stellt also für jede Schicht zwei Konstanten zur Verfügung. Von dieser ist die eine, F, so zu wählen, daß die Geschwindigkeit beim Übergang von der nächst vorhergehenden Schicht keinen Sprung erleidet; die andere Konstante, f, bestimmt dann die Änderung der Geschwindigkeit in der Schicht. Der Verwertung von (1) und (2) liegt das bemerkenswerte Gesetz zugrunde, daß in einem Gebiet im Innern einer Kugel, in welchem die Beziehungen (1) und (2) gelten, alle Strahlen in Kreisbahnen verlaufen[1]).

Wie die Methode anzuwenden ist, werden folgende kurze Bemerkungen hinreichend deutlich machen.

Je weiter vom Herd die Erdbebenwellen auf der Erdoberfläche beobachtet werden, um so tiefer sind die zugehörigen Strahlen (Normallinien der Wellenflächen) auf ihrem Wege in die Erde hinabgegangen, um so mehr der angenommenen Schichten haben sie also durchlaufen. Wenn man also vom Herd aus allmählich in die Ferne geht, wird anfänglich nur die erste, dann auch die zweite, dann die dritte und so fort der Schichten in Wirkung treten. Man geht nun auch mit der Rechnung entsprechend vorwärts. Aus den Beobachtungen in der Nähe des Herdes schließt man zunächst auf die Konstanten F und f der ersten Schicht. Dann kann der Verlauf aller Strahlen durch diese Schicht berechnet werden. Aus dem Verlauf der Strahlen, welche die erste Schicht zwar überschreiten, aber ihr doch nahe bleiben, schließt man auf F und f für die zweite Schicht, und in dieser Weise geht es weiter. Die Dicke der Schichten wählt man jedesmal passend so, daß die Beobachtungen auf der Erdoberfläche mit den bis dahin angenommenen Konstanten genügend genau dargestellt werden.

1) W. Laska, l. c.

Es zeigte sich bei den Rechnungen von Dr. Zöppritz und mir, daß schon die Annahme verhältnismäßig weniger Schichten genügte, um die Beobachtungen befriedigend wieder zu geben. Bis zu rund 1500 km Tiefe waren zwei Schichten hinreichend. In dieser Tiefe ergab sich eine jähe Änderung in dem Verhalten der Wellengeschwindigkeit: Während diese bis dahin schnell und ziemlich gleichmäßig anstieg (bei den ersten Vorläufern von 7,2 bis 12,8 km/sec, bei den zweiten Vorläufern von 4 bis 6,77 km/sec), ergibt sich für größere Tiefen die Geschwindigkeit nahezu konstant. Wir konnten damals (Ende 1906) nicht einmal sicher feststellen, ob nach innen zu eine Zunahme oder eine Abnahme der Geschwindigkeit anzunehmen sei. Später (1907) erkannten wir aus dem neu hinzutretenden (hauptsächlich durch Apia gelieferten) Beobachtungsmaterial, daß nach innen zu eine erhebliche Abnahme der Geschwindigkeit erfolge. Darüber berichtete ich auf der Naturforscherversammlung in Dresden (September 1907, siehe den unten zitierten Vortrag). Ob diese Abnahme allmählich oder in der Hauptsache an Unstetigkeitsflächen plötzlich erfolgt, muß dahingestellt bleiben.

Es war für mich gegeben, in der plötzlichen Änderung des Geschwindigkeitsganges in 1500 km Tiefe die Grenze des aus astronomischen Beobachtungen gefolgerten Steinmantels gegen den inneren Metallkern zu sehen. Andeutungen einer Zweiteilung des Steinmantels, wie es den Laufzeitkurven von Milne und Benndorf entsprochen hätte, konnten Zöppritz und ich nicht finden. Es ist von sehr großem Interesse zu bemerken, daß später Dr. Geiger aus dem Studium der Seismogramme zu dem Schluß geführt worden ist, daß in etwa 1000 km Tiefe die Erdschichten eine Besonderheit zeigen müssen: Diejenigen Strahlen, nämlich der ersten und zweiten Vorläufer, die hier streifend verlaufen (d. h. ihre tiefste Einsenkung haben), werden fast völlig ausgelöscht. Dr. Geiger wird demnächst selbst darüber berichten, hier bringe ich mit seiner Erlaubnis nur kurz die erste Nachricht. Ob in 1000 km Tiefe sich doch vielleicht auch in dem Verhalten der Geschwindigkeit der Wellen eine Änderung zeigt, wollen wir bei den aufgenommenen Arbeiten versuchen festzustellen.

Auffällig schien, daß beim Übergang aus dem Steinmantel in den Metallkern eine Änderung der Geschwindigkeit sich nicht bemerkbar machen sollte. Ich habe diesem Punkt besondere Aufmerksamkeit geschenkt — und in der Arbeit über „Erdbebenwellen" ist eine ausführliche Diskussion gegeben —: aus den bisher vorliegenden Beobachtungen aber vermochte ich keine Anzeichen für eine Unstetigkeit in einem oder dem andern Sinn finden. Trotzdem könnte

Digitized by Google

eine Unstetigkeit im Betrage von einigen Prozenten, selbst 10, recht wohl vorhanden sein. Wäre die Wellengeschwindigkeit im Metallkern an der Grenze kleiner als im Steinmantel, so müßte eine Schattenzone sich zeigen, jenseits derer erst die durch den Kern gegangenen Wellen auftauchten. Diese Schattenzone würde aber bei einem nur geringen Unterschied der Geschwindigkeit, selbst wenn eine scharfe Unstetigkeitsfläche vorhanden sein sollte, infolge der Beugung der Wellen aufgefüllt. Sie würde noch mehr verwischt, wenn statt einer Unstetigkeitsfläche eine Vermengungszone vorhanden wäre, in der Gesteine und Metalle durcheinander gemischt lägen. Die einzelnen Brocken könnten dabei verhältnismäßig recht grob sein, ohne daß eine merkliche Schwächung der Wellen infolge diffuser Zerstreuung einträte. Die in Betracht kommenden Wellenlängen der Erdbebenstrahlen betragen nämlich 20 bis 100 km und von dieser Größenordnung dürften daher die Brocken sein. Wäre gemäß dem zweiten der beiden möglichen Fälle die Geschwindigkeit im Metallkern an der Grenze größer als im Steinmantel, so gäbe es eine Zone, wo zugleich Wellen einträfen, die nur durch den Steinmantel und solche, die auch durch den Metallkern gegangen wären. Aber eine Trennung der verschiedenen Wellen bereitet bei dem in den Seismogrammen meist vorhandenen Gewirre von Schwingungen große Schwierigkeiten, und das um so mehr, da auch hier die Beugung und eine etwa vorhandene Vermengungszone verwischend einwirken würden.

Immerhin darf aus den Beobachtungen geschlossen werden, daß beim Übergang vom Steinmantel zum Metallkern kein großer Sprung in der Geschwindigkeit der Wellen vorhanden ist. Ist das nicht ein bedenklicher Einwand gegen die Annahme einer solchen Grenze überhaupt? Ich glaube nicht! Es ist eine nach meinem Empfinden recht bemerkenswerte Erscheinung, daß zwar Dichte und Elastizität bei den verschiedenen Substanzen stark verschieden sind, die Geschwindigkeit der elastischen Wellen aber trotzdem nur verhältnismäßig wenig variiert. Es zeigen zum Beispiel Aluminium, Eisen, Nickel, Glas, Feuerstein, Quarz bis auf einige Prozente dieselben Geschwindigkeiten. In Platin, Silber, Marmor, wo wir geringe Geschwindigkeiten antreffen, erreichen sie doch etwa $^6/_{10}$ des Wertes in jenen Materialien.

So möchte ich denn nicht darin etwas Auffälliges erblicken, daß beim Übergang vom Steinmantel zum Metallkern sich nach den bisherigen Beobachtungen kein Sprung bemerkbar machte, wohl aber scheint es mir bedeutungsvoll, daß im Steinmantel selbst ein sehr regelmäßiges, starkes Ansteigen der Geschwindigkeit nach innen zu sich zeigt, und daß demgegenüber im Metallkern plötzlich nur geringe Änderungen der Geschwindigkeit stattfinden. Sollte ein Einfluß der Temperatur sich hier äußern, die nach innen zu im Steinmantel schnell anwächst, um dann im Metallkern wegen dessen viel besserer Leitfähigkeit nahezu konstant zu sein? Spielt der Druck mit, der an der Grenze des Steinmantels schon etwa $^1/_2$ Million Atmosphären erreicht? Träfe dies zu, so müßte angenommen werden, daß der Druck auf das Gestein wesentlich anders wirkt, wie auf das Metall, denn im Metallkern wächst der Druck noch schnell weiter: im Erdmittelpunkt steigt er auf rund 3 Millionen Atmosphären.

Sehr bemerkenswert vom physikalischen Standpunkt ist weiter noch die Folgerung aus den Laufzeitkurven von Zöppritz und mir, daß das Verhältnis der Geschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Wellen im Innern der Erde sich nur wenig ändert. Es ergibt sich mit ziemlicher Annäherung überall das Verhältnis, welches der Querkontraktion $= ^1/_4$ bei Längsdehnung entspricht: Hieraus scheint zu folgen, daß die Atome selbst unter dem hohen Druck im Innern der Erde sich nahe wie elastische Kugeln verhalten[1]).

§ 4. Anwendung der Abelschen Integralgleichung. Satz von Herglotz.

Die in der modernen Mathematik zu großer Bedeutung gelangten sogenannten „Integralgleichungen" haben eine direkte Methode zutage gefördert, um aus den Laufzeitbeobachtungen auf den Weg der Erdbebenstrahlen zu schließen. Es kommt dabei gerade jene Integralgleichung und ihre Lösung von Abel in Betracht, die für die Entwicklung der Theorie der Integralgleichungen besondere Wichtigkeit erlangt hat.

Unter solchen Umständen wird es nicht wundernehmen, daß die Lösung der seismischen Aufgabe zweimal unabhängig gegeben wurde, von G. Herglotz[2]) und von H. Bateman[3]). Man versteht es auch, daß der Mathematiker Bateman es übersehen konnte, daß die Lösung schon drei Jahre früher in eben der Zeitschrift (die vorliegende nämlich) gegeben wurde, in der er selbst seine Arbeit in deutscher Übersetzung drucken ließ. (Auch meine Arbeit wird übrigens von Herrn Bateman in einer Weise zitiert,

1) E. Wiechert, Die Erdbebenforschung. Ges. Deutscher Naturforscher u. Ärzte, Verh. 1907, diese Zeitschr. **9**, 36, 1908.
2) G. Herglotz, diese Zeitschr. **8**, 145, 1907.
3) H. Bateman, diese Zeitschr. **11**, 96, 1910.

Digitized by Google

die mich annehmen läßt, er habe sie nicht gelesen). Als Göttinger sei mir erlaubt noch zu bemerken, daß es recht interessant erscheint, daß die beiden jungen Gelehrten die Einführung in die Theorie der Integralgleichungen am gleichen Ort, eben in Göttingen, fanden. Die Arbeit von Herglotz fällt in seine Göttinger Zeit.

Mit Rücksicht auf unsere hiesigen Pläne, neue Laufzeitfunktionen zu konstruieren, habe ich die durch die Abelsche Integralgleichung gegebene Lösung des seismischen Problems meinerseits durchgearbeitet, und gefunden, daß sie in eine für die praktische Arbeit sehr bequeme Form gebracht werden kann. Davon soll im folgenden berichtet werden. Herr Geiger hat es übernommen, die Formeln auf die Göttinger und die Oldhamschen Laufzeitfunktionen anzuwenden.

Bei der Aufstellung der Formeln scheint es vorteilhaft, nochmals bis zur Abelschen Integralgleichung zurückzugehen, also die Arbeiten von Herglotz und Bateman nicht direkt zu benutzen.

Die „Integralgleichung" einfachster („erster") Art im modernen Sinn hat die Form:

$$f(x) = \int_a^x K(x,\xi)\, u(\xi)\, d\xi . \qquad (3)$$

$f(x)$, $K(x,\xi)$, $u(\xi)$ sind Funktionen bezüglich von x, x, ξ und ξ; a ist eine Konstante. K ist eine gegebene Funktion und heißt (nach Hilbert) „Kern" der Gleichung. Unter „Auflösung" von (3) versteht man die Bestimmung der Funktion u, wenn die Funktion f gegeben ist. — Die „Abelsche Integralgleichung" lautet[1]):

$$f(x) = \int_x^a \frac{u(\xi)}{(\xi - x)^\lambda}\, d\xi , \qquad (4)$$

wobei λ eine Konstante ist, deren Wert zwischen 0 und 1 liegt. Es ist also hier der Kern

$$K(x,\xi) = \frac{1}{(\xi - x)^\lambda} . \qquad (5)$$

Die Lösung von (4) lautet nach Abel:

$$u(\xi) = \frac{\sin \lambda\pi}{\pi} \frac{d}{d\xi} \int_\xi^a \frac{f(x)}{(x-\xi)^{1-\lambda}}\, dx . \qquad (6)$$

Entsprechend dem Ersatz von x durch $\alpha - x$, ξ durch $\alpha - \xi$ kann man in den Differenzen $\xi - x$ und $x - \xi$ die beiden Größen x und ξ gegeneinander vertauschen, es sind dann auch in den beiden Integralen die Grenzwerte zu vertauschen.

Abel wurde auf (4) geführt durch Behandlung des reibungslosen Falles eines Körpers auf einer Kurve. Dabei erhielt λ den Wert von $\frac{1}{2}$. Eben derselbe Wert kommt für das seismische Problem in Betracht. —

Nennen wir Δ den Abstand vom Herd, gemessen längs der Erdoberfläche, T die Laufzeit vom Herdpunkt (den wir in der Erdoberfläche annehmen) bis zum Punkt im Abstand Δ, $\mathfrak{V}$ die „Oberflächengeschwindigkeit" der Wellen, so ist

$$\mathfrak{V} = \frac{d\Delta}{dT} . \qquad (7)$$

Dabei gilt aus geometrischen Gründen die sogleich ersichtliche Beziehung

$$\sin \bar{i} = \frac{\bar{v}}{\bar{\mathfrak{V}}} = \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}} . \qquad (8)$$

(Benndorfscher Satz). i bedeutet die Neigung des Strahles (als „Strahl" gilt die Wellennormale) gegen die Vertikale, also gegen den Radiusvektor vom Erdmittelpunkt, v ist die Wellengeschwindigkeit oder Strahlgeschwindigkeit, das heißt die Normalgeschwindigkeit, mit der die Erdbebenwellen sich im Innern der Erde fortpflanzen. $\bar{i}$ und $\bar{v}$ sind die speziell an der Erdoberfläche geltenden Werte, so daß also $\bar{i}$ den Austrittswinkel des Strahles bezeichnet. $90^0 - \bar{i}$ pflegt man in der Seismik „Emergenzwinkel" zu nennen. $\mathfrak{V}_0$ ist der Wert von $\mathfrak{V}$ für $\Delta = 0$, also der Anfangswert von $\mathfrak{V}$ beim Herd. Da hier $\bar{i} = 90^0$ ist, gilt:

$$\left(\frac{d\Delta}{dT}\right)_{\Delta=0} = \mathfrak{V}_0 = \bar{v} . \qquad (9)$$

Die Gleichung eines Erdbebenstrahles im Innern der Erde (zugleich eines Lichtstrahles in der Atmosphäre) lautet:

$$\frac{r}{v} \sin i = c . \qquad (10)$$

Es bedeuten hierbei r die Entfernung vom Erdmittelpunkt, i und v die zugehörigen Werte der Strahlneigung und der Wellengeschwindigkeit, c eine Konstante, die dem Strahl charakteristisch ist. Bezeichnet, wie vorhin, ein Strich über dem Symbol den betreffenden Wert für die Erdoberfläche, und sind r_u, v_u, i_u die Werte im tiefsten Punkt des Strahles (im Scheitelpunkt), so ist nach (10):

$$c = \frac{\bar{r}}{\bar{v}} \sin \bar{i} = \frac{r_u}{v_u} . \qquad (11)$$

Berücksichtigt man (8), so folgt auch:

$$\frac{r_u}{v_u} = \frac{\bar{r}}{\bar{\mathfrak{V}}} . \qquad (12)$$

Die Beobachtungen liefern T als Funktion von Δ; es wird so [durch (7)] die Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$ bestimmt. Mit $\mathfrak{V}_0 = \bar{v}$ als Grenzwert von $\mathfrak{V}$ für $\Delta = 0$ ist gemäß (8) dann weiter auch $\sin i$ als Funktion von Δ gegeben.

1) Ich schließe mich an M. Böcher, Introduction to the Study of Integral Equations, Cambridge 1909.

Digitized by Google

Je größer die Entfernung Δ vom Herd ist, um so steiler gegen die Erdoberfläche verlaufen die Strahlen, um so kleiner ist also i. Um so tiefer sind die Strahlen dann auch in die Erde eingedrungen, um so kleiner ist also auch r_u. So sind stets bestimmte Werte von Δ, $\mathfrak{V}$ und r_u einander zugeordnet. Der Wert der Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$, der zur Austrittsstelle eines Strahles mit der tiefsten Einsenkung r gehört, soll mit $\mathfrak{V}_r$ bezeichnet werden. Es ist dann nach (12), wobei r_u und v_u durch r und v, $\mathfrak{V}$ durch $\mathfrak{V}_r$ zu ersetzen sind:

$$\mathfrak{V}_r = \frac{\bar{r}}{r} v. \tag{13}$$

Da v eine bestimmte Funktion von r ist, stellt sich $\mathfrak{V}_r$ ebenfalls als Funktion von r dar. Die Strahlgleichung (10) kann nun auch so geschrieben werden:

$$\sin i_r = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}. \tag{14}$$

i_r ist die Neigung i des Strahles im Niveau r, $\mathfrak{V}_\Delta$ bedeutet die Oberflächengeschwindigkeit der Wellen an der Austrittstelle des Strahles, $\mathfrak{V}_r$ ist definiert durch (13) und bedeutet zugleich die Geschwindigkeit $\mathfrak{V}_\Delta$ für einen Strahl, der im Niveau r seinen tiefsten Punkt erreicht.

Unsere Aufgabe soll es nun sein, r_u als Funktion von Δ darzustellen. Um dahin zu gelangen, verfolgen wir den Weg eines Strahles. Dabei wird die eben definierte Größe $\mathfrak{V}_r$ die Oberflächenpunkte mit den in den Tiefen liegenden Punkten verbinden und so in den Mittelpunkt der Überlegungen rücken. Wir können in der Tat unsere Aufgabe auch darin erblicken, den Zusammenhang von r und Δ festzustellen, der sich mittels (13) ergibt, wenn $\mathfrak{V}_r = \mathfrak{V}_\Delta$ gesetzt wird.

Ist ds ein Längenelement des Strahles, so folgt, da i_r die Neigung gegen den Radius r darstellt: $ds \cos i_r = dr$, $ds \sin i_r = r d\Theta$. Es wird dabei mit Θ der Winkel von r gegen den Radiusvektor nach dem Herd bezeichnet. Durch Elimination von ds ergibt sich:

$$d\Theta = \frac{dr}{r} \operatorname{tg} i_r, \tag{15}$$

und bei Benutzung von (14):

$$d\Theta = +\frac{dr}{r} \frac{(1/\mathfrak{V}_\Delta)}{\sqrt{(1/\mathfrak{V}_r)^2 - (1/\mathfrak{V}_\Delta)^2}}. \tag{16}$$

$\mathfrak{V}_\Delta$ ist hier eine durch Δ bestimmte Konstante, nämlich die Oberflächengeschwindigkeit an der Austrittstelle des Strahles, $\mathfrak{V}_r$ bedeutet eine Variable, die mit r durch die Gleichung (13) verbunden ist. Für den tiefsten Punkt des Strahles, für den $r = r_\Delta$ gesetzt werden mag, ist $\mathfrak{V}_r = \mathfrak{V}_\Delta$ für die Oberfläche ($r = \bar{r}$) hat $\mathfrak{V}_r$ den Wert $\bar{v} = (\mathfrak{V}_\Delta)_{\Delta=0}$.

Da der Strahl um den tiefsten Punkt symmetrisch verläuft, entspricht die Änderung von Θ vom tiefsten Punkt bis zur Oberfläche der halben Entfernung Δ, d. h. dem Winkel $\Delta / 2\bar{r}$. Es ist daher:

$$\frac{\Delta}{2\bar{r}} = \frac{1}{\mathfrak{V}_\Delta} \int_{\substack{\mathfrak{V}_r = \mathfrak{V}_\Delta,\ r = r_\Delta}}^{\substack{\mathfrak{V}_r = \bar{v},\ r = \bar{r}}} \frac{d \lg \operatorname{nat} r}{\sqrt{(1/\mathfrak{V}_r)^2 - (1/\mathfrak{V}_\Delta)^2}}. \tag{17}$$

Setzen wir jetzt

$$(1/\mathfrak{V}_r)^2 = \xi, \quad (1/\mathfrak{V}_\Delta)^2 = x, \tag{18}$$

so geht (17) über in

$$\frac{\Delta \mathfrak{V}_\Delta}{2\bar{r}} = \int_x^{(1/\bar{v})^2} \frac{\frac{d}{d\xi} (\lg \operatorname{nat} r)}{\sqrt{\xi - x}} d\xi, \tag{19}$$

also in die Abelsche Gleichung für $\lambda = 1/2$. Bei Vergleich von (19) mit (4) erhalten wir durch (6) die Lösung:

$$\frac{d}{d\xi} (\lg \operatorname{nat} r) = \frac{1}{2\bar{r}\pi} \frac{d}{d\xi} \int_\xi^{(1/\bar{v})^2} \frac{\Delta \mathfrak{V}_\Delta}{\sqrt{x - \xi}} dx, \tag{20}$$

und durch Integration nach ξ ergibt sich sofort:

$$\lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r} = \frac{1}{2\bar{r}\pi} \int_\xi^{(1/\bar{v})^2} \frac{\Delta \mathfrak{V}_\Delta}{\sqrt{x - \xi}} dx. \tag{21}$$

Rechts und links müssen hier zusammengehörige Werte von r und $\xi = (1/\mathfrak{V}_r)^2 = \left(\frac{r}{\bar{r}\, v}\right)^2$ stehen. $\mathfrak{V}_r$ bedeutet also denjenigen Wert von $\mathfrak{V}$, der einem Strahl mit der tiefsten Einsenkung r zugehört. Weiter ist $x = (1/\mathfrak{V}_\Delta)^2$. Für die Grenze $x = (1/v)^2$ ist $\mathfrak{V}_\Delta = \bar{v}$, $\Delta = 0$, für die Grenze $x = \xi$ erreicht Δ den zu $\mathfrak{V}_r$ gehörigen Wert, stellt also diejenige Entfernung dar, in welcher der Strahl wieder zur Oberfläche kommt, der in der Tiefe r erreichte. Bezeichnen wir diesen Wert mit Δ_r, so kann (21) geschrieben werden:

$$\left.\begin{aligned} \lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r} &= \frac{1}{2\bar{r}\pi} \int_{\Delta=\Delta_r}^{\Delta=0} \frac{\Delta \mathfrak{V}_\Delta\, d\left(\frac{1}{\mathfrak{V}_\Delta}\right)^2}{\sqrt{(1/\mathfrak{V}_\Delta)^2 - (1/\mathfrak{V}_r)^2}} \\ &= -\frac{1}{\bar{r}\pi} \int_{\Delta=0}^{\Delta=\Delta_r} \frac{\Delta \cdot d\left(\frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}\right)}{\sqrt{\left(\frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}\right)^2 - 1}}. \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Dies ist die gesuchte Darstellung der Tiefe r eines Strahles als Funktion der Entfernung Δ_r, in der er wieder an der Oberfläche auftaucht.

Digitized by Google

[illegible] als Funktion von L angesehen werden [illegible] $\mathfrak{V}_0$ [illegible] von $\mathfrak{V}_0$.

[illegible] (22) [illegible]

[illegible]

Es bleibt nun noch die Aufgabe, die Formel (22) in eine für praktische Rechnungen geeignete Form zu bringen.

Zu dem Zweck setzen wir

$$\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_1} = \eta \qquad (23)$$

dann geht (22) über in:

$$\lg \operatorname{nat} \frac{r}{r_0} = [illegible] \qquad (24)$$

und es folgt durch partielle Integration:

$$\lg \operatorname{nat} \frac{r}{r_0} = [illegible] \qquad (25)$$

Für die untere Grenze des ersten Gliedes der rechten Seite ist [illegible], für die obere verschwindet wegen [illegible] der ar Cos, also fällt das Glied überhaupt fort. Setzen wir noch

$$\operatorname{Cos} \varphi = \frac{e^{\varphi} + e^{-\varphi}}{2} = \eta = \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_1} = [illegible] \qquad (26)$$

so geht (25) über in:

$$\lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r} = \frac{1}{\pi r} \int \varphi \, d L. \qquad (27)$$

In (26), (27) haben wir für praktische Rechnungen ganz außerordentlich einfache Formeln erhalten, denn es gibt Tabellen für die hyperbolische Kosinusfunktion, so daß der Wert des Integrals durch mechanische Quadratur leicht zu bestimmen ist. Dabei ist noch zu beachten, daß die Formeln (26), (27) zusammen mit den nach (7) und (13) geltenden Formeln

$$\mathfrak{V} = \frac{dL}{dT} \qquad (28)$$

$$[illegible] \qquad (29)$$

alle umfassen, was der Rechner [illegible] der Theorie zu entnehmen braucht. — Es mögen hier die Bezeichnungen kurz noch einmal erklärt werden: L ist die Entfernung vom Herd, gemessen längs der Erdoberfläche, T die zugehörige Laufzeit, $\mathfrak{V}$ die Oberflächengeschwindigkeit; $\mathfrak{V}_1$ ist eine Bezeichnung von $\mathfrak{V}$, in der die Abhängigkeit zu L besonders hervorgehoben wird. [illegible] den Abstand vom Erdmittelpunkt, [illegible] die dort herrschende Strahlgeschwindigkeit (Normalgeschwindigkeit der Wellen). [illegible] ist der Erdradius, also gilt $r = 6370$ km [illegible] den Wert von L für den Gegenpunkt des Herdes an. Der Endwert L_0 in (27), wozu $\mathfrak{V}_0$ als Wert von $\mathfrak{V}$ gehört, ist diejenige Entfernung L, in der ein Strahl auftaucht, der in der Entfernung [illegible] vom Erdmittelpunkt seine größte Tiefe erreichte. —

Bei der Anwendung der Formeln (26) bis (29) wird man so vorgehen: Aus der „Laufzeitkurve" oder „Laufzeittabelle", die T als Funktion von L darstellt, berechnet oder konstruiert man sich zunächst für eine genügende Anzahl von Werten L die Oberflächengeschwindigkeiten $\mathfrak{V}$ und stellt eine Tabelle oder Kurve dar, welche $\mathfrak{V}$ als Funktion von L zeigt. Die so gewonnene „[illegible]" oder „[illegible] der Erdbebenwellen an der Erdoberfläche" dient für die weitere Arbeit als eigentlicher Ausgangspunkt. Ist die Funktion richtig gebildet, so muß man mittels ihr durch mechanische Quadratur rückwärts die Laufzeitfunktion wieder richtig erhalten. Diese Kontrolle darf nicht versäumt werden. — Gedenkt man mit Logarithmen zu rechnen, so wird man noch die Funktion $\log \mathfrak{V}$ darstellen.

Um bei einem vorgegebenen Wert der Entfernung L, den wir L_0 nennen, den zum tiefsten Punkt des Strahles gehörigen Wert des Erdradius r zu finden, wird für eine Reihe von Werten L von $L = 0$ bis $L = L_0$ die Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}_1$ aufgesucht, der Endwert für $L = L_0$ heißt $\mathfrak{V}_0$. Man bildet nun z. B. mit der Rechenmaschine oder bei geringeren Ansprüchen an die Genauigkeit mit dem Rechenschieber die Quotienten

$$\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_1} = \operatorname{Cos} \varphi, \qquad (30)$$

oder, wenn man mit Logarithmen rechnet, die Differenzen

$$\log \mathfrak{V}_0 - \log \mathfrak{V}_1 = \log \operatorname{Cos} \varphi, \qquad (31)$$

und sucht in den Tabellen für $\operatorname{Cos} \varphi$ oder für $\log \operatorname{Cos} \varphi$ Werte von φ auf. Dann kann (27) zur Berechnung von $\lg \bar{r}/r$ mittels der mechanischen Quadratur benutzt werden.

Über die mechanische Quadratur bringt Herr

Digitized by Google

Dr. Geiger in dem nachfolgenden Paragraphen 7 nähere Angaben. —

Ist der zu Δ_r gehörige Wert von $\bar{r}/r$ gefunden, so kann mittels (29) auch sogleich die in der Tiefe r herrschende Strahlgeschwindigkeit v berechnet werden. —

Auch die Berechnung des Weges der einzelnen Strahlen kann man bei Zuhilfenahme der mechanischen Quadratur sehr leicht ausführen.

Als Vorbereitung dazu dient die besprochene Berechnung von lg nat $(\bar{r}\, r)$. Wird dieser Ausdruck für eine Reihe von vorgesehenen Werten der Entfernung Δ berechnet, und bezeichnen wir wieder wie bisher die betreffenden Werte von Δ und $\mathfrak{V}$ mit Δ_r und $\mathfrak{V}_r$, um so die Zugehörigkeit zu kennzeichnen, so ist auch $\mathfrak{V}_r$, definiert nach (13) durch:

$$\mathfrak{V}_r = \frac{\bar{r}}{r}\, v, \tag{32}$$

als Funktion von log nat $(\bar{r}\, r)$ bekannt. Diese Funktion wird in einer Tabelle oder Kurve für die weitere Arbeit bequem dargestellt. Für $r = \bar{r}$ wird $\mathfrak{V}_r = \bar{v} = \mathfrak{V}_0 =$ der Oberflächengeschwindigkeit der Wellen für $\Delta = 0$.

Die Strahlgleichung für einen Strahl, der in der Entfernung Δ vom Herd wieder auftaucht, ist nach (14):

$$\sin i_r = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}, \tag{33}$$

wobei i_r den Neigungswinkel des Strahles in dem Niveau r und $\mathfrak{V}_\Delta$ die Oberflächengeschwindigkeit der Wellen in der Entfernung Δ vom Herd bedeuten. Bezeichnen wir wieder den Winkel zwischen den beiden Radiusvektoren nach einem Strahlpunkt und nach dem Herd mit Θ, so ist nach (15):

$$\Theta_1 = -\int_{r=r}^{r=r_1} \operatorname{tg} i_r\, d \lg \operatorname{nat} \frac{\bar{r}}{r}. \tag{34}$$

Θ_1 bedeutet hier den Winkel Θ, welcher in dem Niveau $r = r_1$ erreicht ist. Diese Formel in Verbindung mit (33) ermöglicht eine einfache Berechnung von Θ_1. Sie wird nur unbequem für die nächste Umgebung des Umkehrpunktes des Strahles, wo $\mathfrak{V}_r = \mathfrak{V}_\Delta$ und daher $\operatorname{tg} i_r = \infty$ wird. Aber dieser Ausfall schadet nichts, da ja für den Strahl die ganze Ausweitung (in Winkelmaß $= \Delta/\bar{r}$) und der tiefste Punkt bekannt sind.

§ 6. Besondere Fälle.

A. v. Kövesligethy (l. c.) nimmt für das Erdinnere an:

$$\left(\frac{\bar{v}}{v}\right)^2 = \frac{1 + q\left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2}{1+q}, \tag{35}$$

wobei v wie bisher die Wellengeschwindigkeit im Abstand r vom Erdmittelpunkt bedeutet und q eine Konstante ist. Soll v nach dem Innern der Erde hin wachsen, wie es der Erfahrung entspricht, so muß q positiv sein. Das soll im folgenden angenommen werden. v. Kövesligethy gelangt zu Formel (35), indem er das Rochesche Dichtegesetz für das Erdinnere

$$\delta = \bar{\delta}\, \frac{1 - \alpha\left(\frac{r}{\bar{r}}\right)^2}{1-\alpha} \tag{36}$$

zusammenfügt mit der aus der Optik entlehnten Formel:

$$\frac{1}{\delta}\left(\left(\frac{v'}{v}\right)^2 - 1\right) = C, \tag{37}$$

in der v' und C Konstanten darstellen.

Aus (35) ergibt sich nach v. Kövesligethy für die Laufzeitfunktion:

$$T = \frac{1}{\mathfrak{V}_0}\, \frac{\psi + (1+2q)\,\mathfrak{Tg}\,\psi}{\sqrt{4q(1+q)}}. \tag{38}$$

Hierin ist ψ gegeben durch:

$$\mathfrak{Cof}\,\psi = +\sqrt{1 + 2q + q^2 \cos^2 \frac{\Delta}{\bar{r}}} - q \cos \frac{\Delta}{\bar{r}}, \tag{39}$$

und es sind $\mathfrak{Cof}$ und $\mathfrak{Tg}$ die hyperbolischen Funktionen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{Cof}\,\psi &= \frac{e^{\psi}+e^{-\psi}}{2}, \quad \mathfrak{Sin}\,\psi = \frac{e^{\psi}-e^{-\psi}}{2}, \\ \mathfrak{Tg}\,\psi &= \frac{e^{\psi}-e^{-\psi}}{e^{\psi}+e^{-\psi}}. \end{aligned}\right\} \tag{40}$$

$\mathfrak{V}_0 = \bar{v}$ bedeutet die Oberflächengeschwindigkeit für den Herdabstand $\Delta = 0$. Austrittswinkel $\bar{i}$ und Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$ werden bestimmt durch:

$$\sin i = \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}} = \frac{\bar{v}}{\mathfrak{V}} = \sqrt{\frac{q - \sin \frac{\Delta}{\bar{r}}}{1 + q\, \mathfrak{Sin}\,\psi}}. \tag{41}$$

B. Ich selbst (l. c.) setzte für die Ausarbeitung meiner Näherungsmethode wie Laska (l. c.):

$$v = -\frac{f}{2} r^2 + F; \tag{42}$$

es werden dann die Bahnen aller Strahlen Kreise, und es folgt, wenn man (42) für alle Tiefen der Erde als gültig ansieht:

$$\left(\frac{v}{\bar{v}} - 1\right) = \bar{r}^2\, \frac{f}{2}\left(1 - \left(\frac{r}{\bar{r}}\right)^2\right). \tag{43}$$

Wie ich in meiner Arbeit zeigte, ergibt sich weiter:

$$\operatorname{ctg} \bar{i} \operatorname{ctg} \frac{\Delta}{2r} = C, \quad C = 1 + \frac{\bar{r} f}{\bar{v}}. \tag{44}$$

Hieraus folgt sogleich:

$$\sin \bar{i} = \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}} = \frac{\bar{v}}{\mathfrak{V}} = \frac{1}{\sqrt{1 + C^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\Delta}{2\bar{r}}}}, \tag{45}$$

Digitized by Google

und wegen $dT = d\Delta \mathfrak{V}$ durch Integration:

$$\mathfrak{Sin}\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{C^2-1}\,\frac{\mathfrak{V}_0}{\bar{r}\pi}T\right) = \sqrt{C^2-1}\,\sin\frac{\Delta}{2\bar{r}}, \quad (46)$$

wodurch die Laufzeitfunktion in einer für die Rechnung bequemen Form gegeben ist.

C. In seiner neuen Arbeit verwendet Bateman die Laufzeitfunktion

$$T = l + m\Delta - n\Delta^2. \quad (47)$$

wobei l, m, n Konstanten sind. Es ergibt sich hier schon für $\Delta = 0$ eine von 0 verschiedene Laufzeit $T = l$. Da Bateman für dieses eigenartige Verhalten keine Erklärung gibt, mag es dahingestellt bleiben, ob man an eine endliche Herdtiefe (die aber, da $l = 0.4$ Minuten angenommen wird, etwa 200 km betragen müßte) oder an Unregelmäßigkeiten in den obersten Erdschichten denken soll. l könnte auch in den früher angegebenen Formeln hinzugenommen werden, da aber diese Konstante für das Erdinnere keine Bedeutung hat, auch in den weiteren Batemanschen Formeln nicht eingeht, mag sie beiseite gelassen werden. Dann tritt an Stelle von (47):

$$T = m\Delta - n\Delta^2, \quad (48)$$

und es ergibt sich

$$\sin\bar{i} = \frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}} = \frac{\bar{v}}{\mathfrak{V}} = \bar{v}m\left(1 - 2\frac{n}{m}\Delta\right), \quad (49)$$

ferner mittels (22) für die tiefste Stelle eines Strahles, der auftaucht, wo der Wert $\mathfrak{V} = \mathfrak{V}_r$ herrscht:

$$\lg\text{nat}\,\frac{\bar{r}}{r} = \frac{1}{\bar{r}\pi}\frac{m}{2n}q - \sqrt{1-\left(\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_r}\right)^2}, \quad (50)$$

dabei ist q gegeben durch

$$\mathfrak{Cof}\,q = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_0}. \quad (51)$$

Unter Rücksicht auf (32):

$$v = \frac{r}{\bar{r}}\mathfrak{V}_r \quad (52)$$

kann sogleich der zu r gehörige Wert der Wellengeschwindigkeit v bestimmt werden.

D. Wenn wir von der Batemanschen Konstanten l absehen, haben wir es überall mit zweikonstantigen Laufzeitfunktionen zu tun. Es ist von vornherein zu erwarten, daß derartig einfache Funktionen der Wirklichkeit nicht entsprechen werden, da das ja einen einheitlichen Bau einfachster Art des Erdkörpers voraussetzen würde; und es spricht weiter die Erfahrung gegen eine solche Annahme. Dennoch können die erhaltenen Formeln für manche Zwecke (etwa für Berechnungen, die sich auf geringe Entfernungen vom Herd beziehen) von Nutzen sein. Es ist nicht schwierig, noch mehr Konstanten so einzuführen, daß doch alle Rechnungen in geschlossenen Formeln durchführbar bleiben. So kann man z. B. setzen:

$$\frac{\Delta}{\bar{r}\pi} = \alpha\left(1-\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}}\right) + \beta\left(1-\left(\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}}\right)^2\right) + \gamma\left(1-\left(\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}}\right)^3\right), \quad (53)$$

womit eine Verallgemeinerung der Batemanschen Formel erreicht wird, und es ist in (53) auch erlaubt, die Reihe rechts beliebig weit fortzusetzen, wenn man sich weiterhin auf ungerade Potenzen von $\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}}$ beschränkt. Ebenso könnte man auch für den Zusammenhang von lg nat r und $\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_r}$ Potenzreihen nach $\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_r}$ annehmen (denen ein Glied lg nat $\left(\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_r}\right)$ zuzufügen wäre). Alle solche Ausführungen aber haben für die Praxis wenig Bedeutung, da sie das Wesentliche, das individuelle Verhalten der verschiedenen Erdschichten verwischen. Um die Individualität hervortreten zu lassen, bleiben die beiden Wege: Entweder man zerteilt, indirekt vorgehend wie bei der von mir ausgearbeiteten Näherungsmethode, die Erde für die Rechnung in einzelne Schichten, von denen jede für sich besonders behandelt wird, oder man verzichtet auf jede spezielle Formel und läßt in einem direkten Verfahren allein die in § 4 dargelegte allgemeine Theorie sprechen, wendet also mechanische Integrationen an. Auch die Zerteilung der Erde in Schichten bedeutet nichts anderes als eine mechanische Integration in besonderer Form, so daß in dieser Hinsicht beide Wege gleiche Mittel anwenden.

II. Praktische Rechnungen.

Von Ludwig Geiger.

Vorbemerkung.

Im folgenden soll die oben in § 5 entwickelte Methode auf zwei verschiedene Laufzeitfunktionen angewandt werden, nämlich auf diejenige der ersten Vorläufer, die Wiechert und Zöppritz 1906 aufgestellt haben[1]) und diejenige von Oldham aus dem gleichen Jahre[2]). Die erstere Laufzeitfunktion ist schon früher nach der ersten rechnerischen Methode Wiecherts[3]) von Zöppritz und Geiger durchgerechnet worden[4]), während Oldhams Funktion bisher noch nicht behandelt worden ist. Im ersten Fall werden wir also keine prinzipiell neuen Resultate zu erwarten haben, dagegen

1) E. Wiechert und K. Zöppritz, l. c.
2) R. D. Oldham, l. c.
3) l. c. § 23 und 24.
4) K. Zöppritz und L. Geiger, l. c.

Digitized by Google

erlauben die Unterschiede der Resultate beider Methoden, sich ein Urteil über die Qualität der Methoden und ihrer Resultate zu bilden. Die Resultate des zweiten Falles sind neu; sie und diejenigen von Benndorf[1]) und Bateman[2]) verglichen mit denjenigen des ersten Falles lassen erkennen, welch gewaltige Diskrepanzen zurzeit leider noch bestehen und wie wichtig deshalb ein weiteres äußerst sorgfältiges Studium der Laufzeitfunktion ist.

§ 7. Laufzeitfunktion von Wiechert-Zöppritz.

Wiechert und Zöppritz haben ihre Laufzeitfunktion und die durch Differentiation daraus hergeleitete Sinusfunktion graphisch[3]) und tabellarisch[4]) für beide Vorläufer mitgeteilt. Der Vollständigkeit halber lassen wir hier die beiden Funktionen tabellarisch folgen (Tabelle 1). Die

Tabelle 1. Laufzeit, Oberflächengeschwindigkeit und Einfallswinkel.

Δ in Megametern	I. Vorläufer			II. Vorläufer		
	T sec	$\mathfrak{V}$ km/sec	sin i	T sec	$\mathfrak{V}$ km/sec	sin i
0	0	7,174	1,0000	0	4,01	1,0000
0,5	69	7,30	0,9827	124	4,08	0,9827
1	136	7,66	0,9354	244	4,28	0,9354
1,5	199	8,25	0,8693	356	4,61	0,8693
2	257	9,01	0,7960	460	5,04	0,7960
2,5	310	9,92	0,7233	555	5,54	0,7233
3	358	10,95	0,6554	641	6,12	0,6554
3,5	402	12,0	0,5980	719	6,75	0,5941
4	442	13,1	0,5477	789	7,43	0,5398
4,5	478	14,3	0,4997	854	8,16	0,4916
5	512	15,7	0,4570	913	8,62	0,4653
5,5	542	16,8	0,4274	971	8,67	0,4624
6	572	16,85	0,4260	1028	8,77	0,4571
6,5	601	17,0	0,4228	1084	8,96	0,4527
7	631	17,2	0,4179	1140	9,00	0,4455
7,5	660	17,45	0,4116	1194	9,16	0,4379
8	688	17,8	0,4037	1249	8,35	0,4289
8,5	716	18,2	0,3948	1301	9,57	0,4190
9	743	18,65	0,3847	1354	9,83	0,4082
9,5	769	19,2	0,3737	1404	10,13	0,3958
10	795	19,85	0,3616	1453	10,47	0,3830
10,5	820	20,6	0,3492	1500	10,87	0,3689
11	844	21,4	0,3356	1545	11,31	0,3545
11,5	867	22,3	0,3210	1588	11,83	0,3384
12	888	23,5	0,3053	1629	12,46	0,3220
12,5	909	24,8	0,2893	1668	13,16	0,3048
13	929	26,2	0,2732	1705	13,94	0,2875

erste Spalte gibt die längs der Erdoberfläche gemessene Herddistanz Δ in Megametern (1 Megameter = 1000 km), die 2. und 5. die zugehörige Laufzeit T in Sekunden, die 3. und 6. die in km/sec gemessene Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$, und die 4. und 7. den Sinus des Einfallswinkels i der Erdbebenstrahlen; dabei ist der Einfallswinkel i wie in der Optik der Winkel zwischen Strahl und Wellennormale, hier also zwischen Erdbebenstrahl und Erdradius. Das erste Ziel der Rechnung besteht nun darin, daß man für eine diskrete Anzahl von Strahlen den „Scheitelradius" berechnet. „Scheitel" nennen wir den tiefsten Punkt des Strahles, der zugleich seine Mitte ist, „Scheitelradius" r und „Scheiteltiefe" $S = \bar{r} - r$ den Abstand des Scheitels vom Erdmittelpunkt bzw. von der Erdoberfläche. Nach § 5 dienen uns dazu die Gleichungen

$$\log \text{nat} \frac{r}{\bar{r}} = \frac{1}{20} \int q \, d\Delta, \qquad (27)$$

worin Δ in Megametern gemessen ist, und

$$\mathfrak{Cof}\, q = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta} = \frac{\sin i_\Delta}{\sin i_r}. \qquad (26)$$

Man bildet also zunächst für jeden Strahl die Quotienten $\frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_\Delta}$ oder, wenn Sinus $i(\Delta)$ fertig vorliegt, $\frac{\sin i_\Delta}{\sin i_r}$. Darin ist $\sin i_r$ der Einfallswinkel des betrachteten Strahles an der Erdoberfläche, $\mathfrak{V}_r$ die zugehörige Oberflächengeschwindigkeit, während $\sin i_\Delta$ bzw. $\mathfrak{V}_\Delta$ die entsprechenden Werte aller derjenigen Strahlen sind, deren Herddistanzen Δ zwischen der Distanz des betrachteten Strahles und $\Delta = 0$ liegen. Streng genommen müßte man also unendlich viele Werte $\sin i_\Delta$ bzw. $\mathfrak{V}_\Delta$ in Rechnung ziehen. Es hat sich jedoch gezeigt, daß zur Erreichung der gewünschten Genauigkeit eine ziemlich kleine Anzahl von Werten genügt, und zwar um so weniger, je geschickter sie ausgewählt werden. Dabei muß die Tabelle 1 graphisch sorgfältig interpoliert werden. Nachdem so die $\mathfrak{Cof}\, q$ berechnet sind, schlägt man die zugehörigen Werte q in einer Tabelle auf[1]), und hat damit q als Funktion von Δ. Fig. 1 zeigt graphisch $q(\Delta)$ für die Strahlen mit $\Delta = 1, 2, 3, \ldots 12, 13$ Megametern; außerdem ist $\Delta = 5{,}4$ Megameter angegeben, weil an dieser Stelle die Sinusfunktion einen Knick zeigt. Dieser Knick kommt auch in allen $q(\Delta)$ für $\Delta > 5{,}4$ Megameter zum Ausdruck.

Jetzt sind die Flächenintegrale $\int q \, d\Delta$ auszuwerten. Dazu verfügen wir über drei Gruppen von Methoden, nämlich die mechanische (Planimeter, Wägung), die rechnerische (Simpsonsche Regel, Modifikation derselben von Runge) und die graphische Integration.

1) H. Benndorf, l. c.
2) H. Bateman, l. c.
3) l. c. Tafel I und III.
4) K. Zöppritz und L. Geiger, l. c.

1) z. B. „Hyperbolic functions" der Smithsonian mathematical tables, Washington 1909.

Digitized by Google

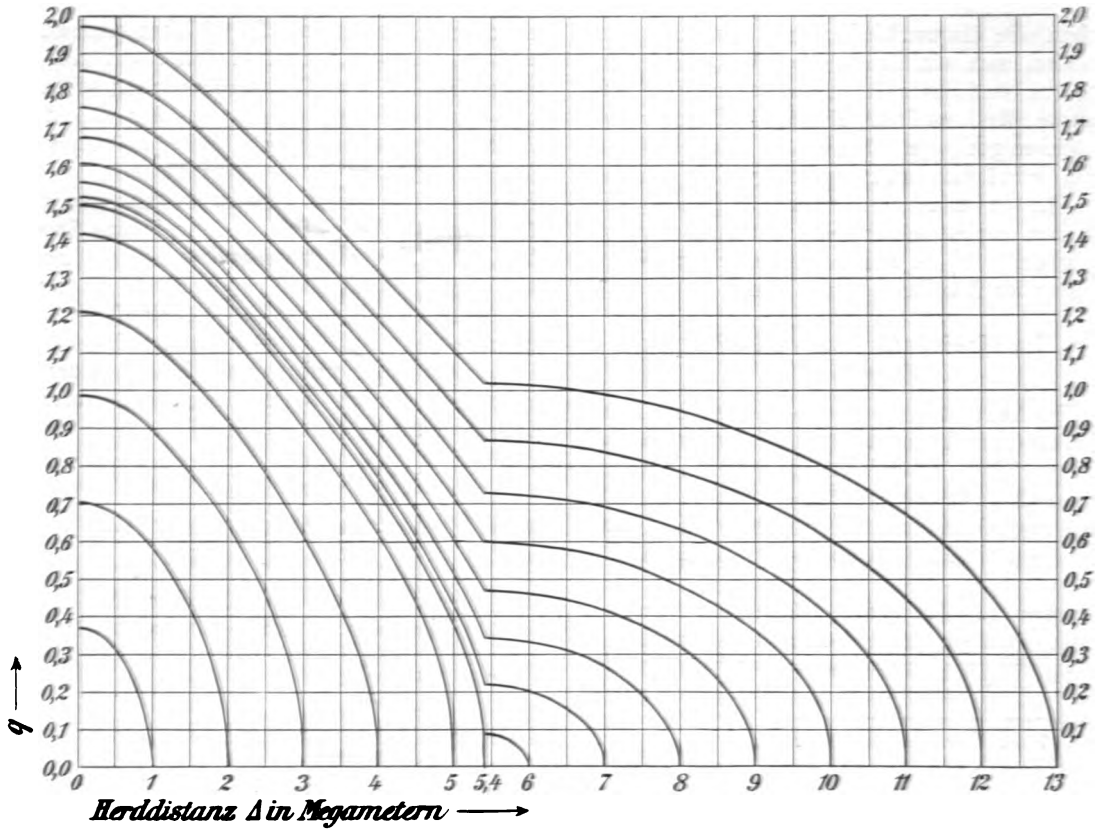


Fig. 1.

Will man den Scheitelradius r bis auf $+$ 1 km erhalten, so muß das Verhältnis $\frac{r}{r}$, also auch der Integralwert bis auf ca. $\pm$ 0,02 Proz. richtig bestimmt werden, was schon ziemlich schwierig ist. Das Planimeter bleibt hier ganz außer Frage, dagegen wurde bei einem ausgewählten Strahl das Wägungsverfahren versucht. Dazu wurde $q\,(J)$ auf Koordinatenpapier aufgezeichnet, sorgfältig ausgeschnitten und gewogen. Vorher war der ganze Bogen gewogen worden, so daß man sein spezifisches Flächengewicht (das ist das Gewicht pro Flächeneinheit) kannte. Zwei mit verschiedenen Papierbogen erhaltene Integralwerte differierten aber noch zu sehr, so daß das Verfahren verworfen wurde. Die Simpsonsche Regel wurde in der Rungeschen Modifikation benützt[1]). Dabei wird die Fläche in lauter Streifenpaare zerlegt, die dann zu integrieren sind. Ein solches Streifenpaar habe die Endordinaten q_1, q_3 und in der Mitte die Ordinate q_2. Die q_1, q_2, q_3 sind zahlenmäßig bekannt. Man macht dann die Annahme, daß das begrenzende Kurvenstück durch einen Parabelbogen angenähert ersetzt werden darf. Der dadurch begangene Fehler ist natürlich um so geringer, je schmaler man die Streifen wählt. Dabei ist es aber durchaus nicht nötig, daß die ganze Fläche in gleich breite Streifen zerlegt wird. Vielmehr wählt man da, wo die Randkurve sehr glatt verläuft, breitere Streifenpaare, während man bei komplizierter verlaufenden Partien möglichst enge Streifenpaare bildet. Es ist dabei Sache des Instinktes, die Einteilung so vorzunehmen, daß bei jedem Streifenpaar der mittlere Integrationsfehler ungefähr gleich groß wird. Die Auswertung der einzelnen Streifenpaare geschieht dann so: man denkt sich q_1, q_3 verlängert und legt zwischen q_1, q_3 die Sehne, in q_2 die Tangente an die Randkurve. Nennt man h den Abstand zwischen q_1, q_2 bzw. q_2, q_3, so ist der Inhalt des Tangentenvierecks

$$\mathfrak{T}_2 = q_2 \cdot 2\,h,$$

der Inhalt des Sehnenvierecks

$$\mathfrak{S} = (q_1 + q_3) \cdot \mathrm{h},$$

und der gesuchte Inhalt des durch den Parabelbogen begrenzten Streifens

$$J = \mathfrak{T} - \frac{1}{3}(\mathfrak{T} - \mathfrak{S}).$$

Das Gesamtintegral ist dann ΣJ. Dieses Ver-

1) Vgl. H. Arnold, Die Erdbewegung während des I. Vorläufers usw. Göttinger Diss. 1909; auch Beitr. z. Geoph. **10**, 269–316.

Digitized by Google

Tabelle 2. Integration für $\Delta = 10$ Megameter.

Δ Megameter	h	q_{2n}	q_{2n+1}	$q_{2n}+q_{2n+2}$	$\mathfrak{S}$	$\mathfrak{T}$	$\mathfrak{T}-\mathfrak{S}$	J
0		1,6759				3,2078		
1	1		1,6039	3,1020	3,1020	0,0353	0,1058	3,1725
2		1,4261				2,4024		
3	1		1,2012	2,4016	2,4016	0,0003	0,0008	2,4021
4		0,9755				0,8484		
4,5	0,5		0,8484	1,6868	0,8434	0,0017	0,0050	0,8467
5		0,7133				0,2616		
5,2	0,2		0,6539	1,3066	0,2613	0,0001	0,0003	0,2615
5,4		0,5953				0,3559		
5,7	0,3		0,5931	1,1836	0,3551	0,0003	0,0008	0,3556
6		0,5883				1,1020		
7	1		0,5510	1,0662	1,0662	0,0119	0,0358	1,0901
8		0,4779				0,7112		
9	1		0,3556	0,4779	0,4779	0,0778	0,2333	0,6334
10		0,0000						8,7619

fahren ist dann besonders bequem, wenn man h so wählt, daß die Multiplikation mit h und mit $2h$ im Kopf ausführbar ist; dann kann nämlich die ganze Integration leicht im Kopf gerechnet werden. In Tabelle 2 ist z. B. die Rechnung für den Strahl $\Delta = 10$ Megameter mitgeteilt.

Die erste Spalte gibt Δ, die zweite gibt h, die dritte und vierte die geraden und ungeraden Ordinaten q, die fünfte die Summe je zweier gerader Ordinaten q, die sechste den Inhalt $\mathfrak{S}$ des Sehnenvierecks, die siebente enthält je zwei Werte: oben den Inhalt $\mathfrak{T}$ des Tangentenvierecks, unten $^1/_3$ der in der achten Spalte stehenden Differenz $\mathfrak{T}-\mathfrak{S}$; in der letzten steht der sich aus der siebenten Spalte ergebende Integralwert $J = \mathfrak{T} - \frac{1}{3}(\mathfrak{T}-\mathfrak{S})$. Die Summe der letzten Spalte gibt in dem mitgeteilten Beispiele als gesuchtes Gesamtintegral den Wert 7,545 (die letzte Ziffer ist jetzt abgestoßen). Anfänglich wurden alle Strahlen der Fig. 1 nach dieser Methode integriert. Die Resultate differierten bei den Strahlen mit $\Delta > 5{,}4$ Megameter nur sehr wenig von den Resultaten der früheren Rechnung[1]), während für $0 < \Delta < 5{,}4$ Megameter sich ganz bedeutende Abweichungen zeigten. Die Ordinaten q waren nämlich für $\Delta = 0, 1, 2, \ldots$ Megameter berechnet, nur im Bereich von $\Delta = 5{,}4$ Megameter waren weitere Werte eingeschaltet worden. Die Kurven mit kleinem Δ hatten also viel weniger berechnete Punkte als die mit großem Δ, woraus sich die Fehler bei den Strahlen mit kleinem Δ leicht erklären. Man hätte natürlich bei den Strahlen mit kleinem Δ hinreichend weitere Punkte einschalten können, um gute Integralwerte zu bekommen; es zeigte sich jedoch, daß dann der Arbeitsaufwand größer ist als bei der graphischen Integration. Für $\Delta = 0, 1, \ldots 4, 5$ wurden deshalb die Kurven in großem Maßstabe auf Koordinatenpapier gezeichnet und so lange weitere Punkte eingeschaltet, bis über den Verlauf der Kurve kein Zweifel mehr blieb. Für eine Kurve genügten ca. 10—20 Punkte. Die graphische Integration ist äußerst einfach: man ersetzt dabei die Randkurve durch eine „Treppenkurve“[1]). Benutzt man Millimeterpapier, so wählt man am besten Streifen von 1 cm Breite und hat dann nur die mittleren Ordinaten abzulesen und zu addieren. Um ein Urteil über die erreichte Genauigkeit zu bekommen, wurde die Kurve für $\Delta = 1$ Megameter zweimal gezeichnet und integriert. In beliebigem Maße ausgedrückt ergaben die beiden Integrationen 2857 bzw. 2858; der mittlere Fehler ist also nur $\pm^1/_2$ oder ca. $+0{,}02$ Proz., was der oben gestellten Anforderung entspricht.

Der weitere Gang der Rechnung an Hand der Gleichung

$$\log \text{nat} \frac{r}{r} = \frac{1}{20} \int q \, d\Delta \qquad (27)$$

ergibt sich von selbst, ebenso die Berechnung der Geschwindigkeit im Scheitel nach der Gleichung

$$v = \frac{r}{r} \cdot \mathfrak{V}_r \qquad (29)$$

Tabelle 3 gibt die Resultate, und zwar in der ersten Spalte die Herddistanz Δ, in der zweiten die Integralwerte, in der dritten den Scheitelradius r, in der vierten die Scheiteltiefe S; zum Vergleich gibt die fünfte Spalte die entsprechenden Scheiteltiefen nach den Rechnungen von Zöppritz und Geiger, und die sechste die Differenzen zwischen der vierten und fünften Spalte; die letzte Spalte gibt die Wellengeschwindigkeiten v im Niveau r, also im Ab-

1) K. Zöppritz und L. Geiger, l. c.

1) H. Arnold, l. c.

Digitized by Google

Tabelle 3. Scheiteltiefe und Scheitelgeschwindigkeit.

Δ Megameter	γ	r km	S_{1910} km	S_{Z-G} km	$S_{1910} - S_{Z-G}$ km	v km/sec
0	0,0000	6367	0	0	± 0	7,174
1	0,2858	6277	90	93	— 3	7,56
2	1,062	6038	329	330	— 1	8,55
3	2,169	5713	654	654	+ 0	9,82
4	3,403	5371	996	998	— 2	11,05
5	4,856	4994	1373	1371	+ 2	12,31
5,4	5,460	4846	1521	1519	+ 2	12,77
6	5,510	4834	1533	1535	— 2	12,78
7	5,893	4742	1625	1629	— 4	12,78
8	6,548	4589	1778	1789	—11	12,81
9	7,545	4366	2001	2004	— 3	12,79
10	8,762	4108	2259	2266	— 7	12,80
11	10,279	3808	2559	2568	— 9	12,78
12	12,139	3470	2897	2902	— 5	12,81
13	14,386	3101	3266	3274	— 8	12,79

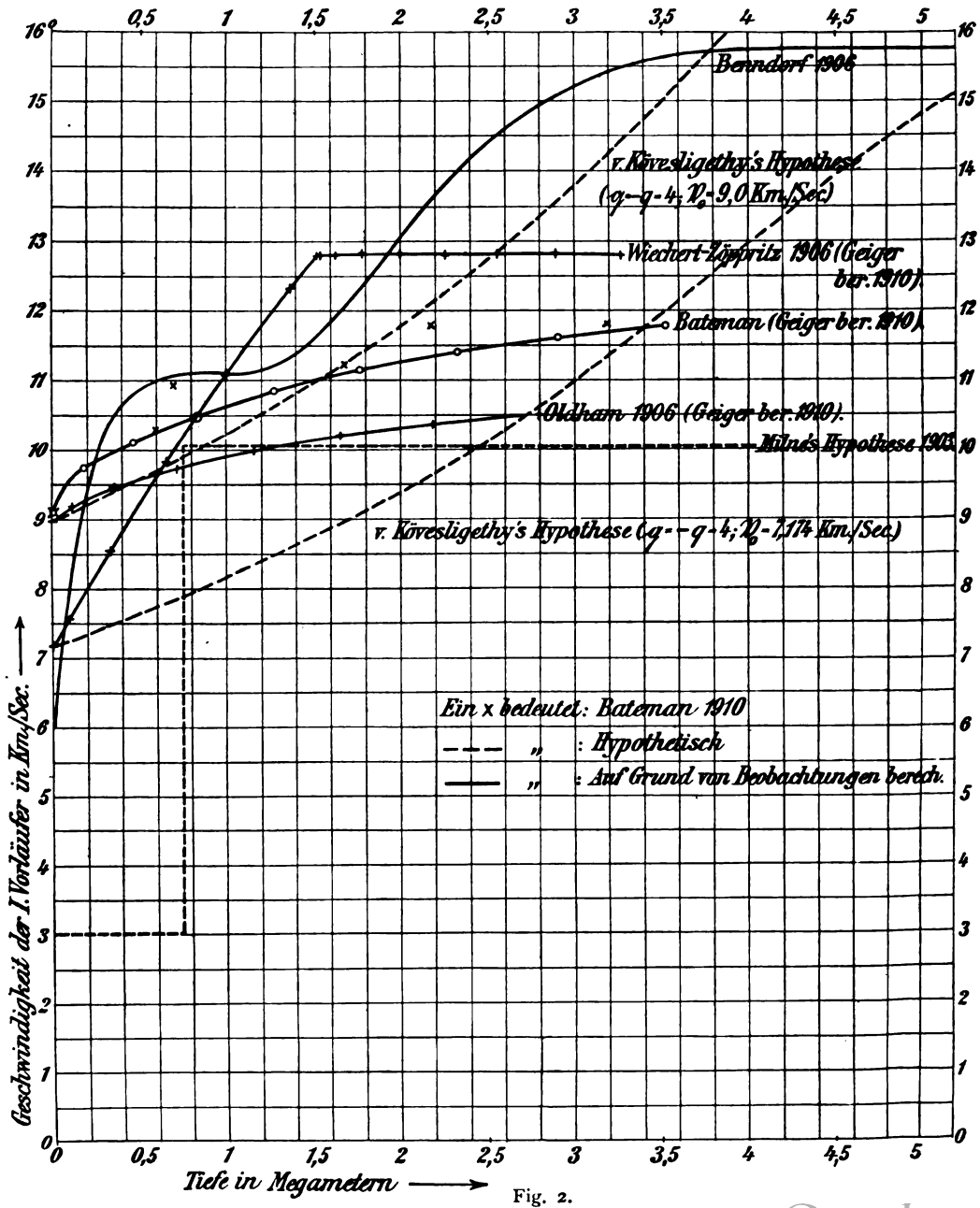


Fig. 2.

Digitized by Google

stande r vom Erdmittelpunkte. Fig. 2 zeigt, wie die Geschwindigkeit vom Oberflächenwert 7,174 km/sec fast genau linear wächst, um schließlich von 1521 km Tiefe an den nahezu konstanten Wert 12,77 km/sec anzunehmen. Dieser Verlauf der Geschwindigkeit in der Tiefe deckt sich so vollkommen mit dem früher gefundenen, daß keine Vergleichskurve gezeichnet werden konnte, weil der Strich breiter als die Differenz ist. Auf die anderen in Fig. 2 gezeichneten Kurven kommen wir unten zurück. Fig. 3 zeigt die Scheiteltiefe $S = r - r$ als Funktion der Herddistanz Δ.

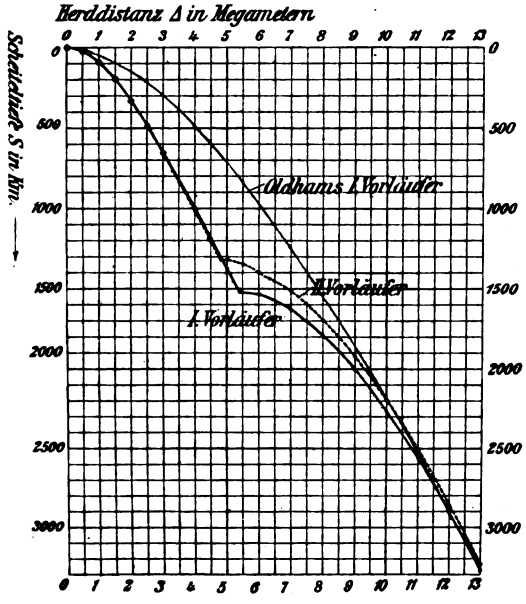


Fig. 3.

Man sieht den Knick bei $\Delta = 4{,}5$ Megameter, der genau dem Knick im Verlauf der Sinusfunktion entspricht. Diese beiden Knicke in Fig. 2 und 3 zeigen aufs deutlichste die Existenz eines Erdkernes in 1521 km Tiefe, der sich von dem äußeren Mantel absetzt. Im Mantel wächst die Geschwindigkeit gleichförmig, während sie im Kern wenigstens bis zu den beobachteten Tiefen konstant zu sein scheint. Die andere in Fig. 3 gezeichnete Kurve soll unten besprochen werden. Um die Vorstellung zu fixieren, zeigt Fig. 4 den Verlauf aller berechneten Strahlen im Erdinnern. Die Figur ist zwar nach den Resultaten der oben zitierten Rechnungen gezeichnet, doch haben wir ja gesehen, daß sie auch für unsere neuen Resultate unverändert gilt. Sie gibt außerdem den Verlauf der analog berechneten II. Vorläufer, der

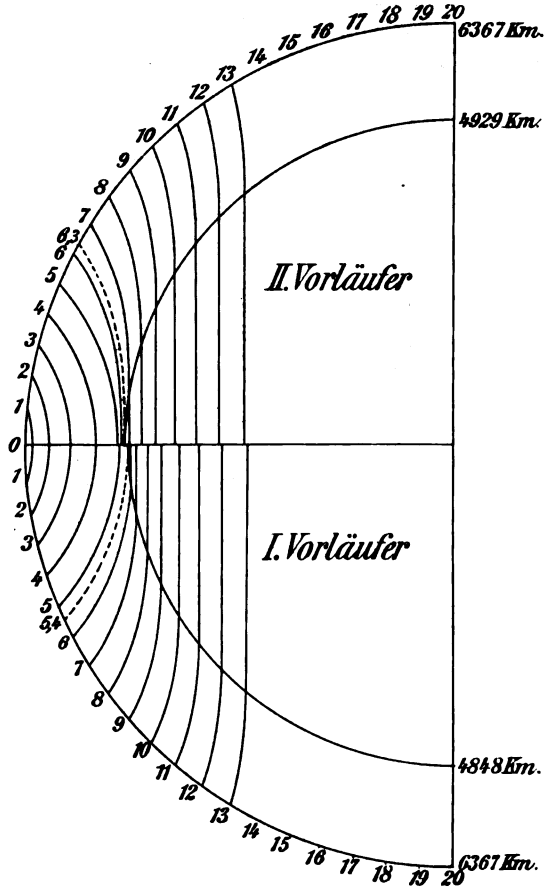


Fig. 4.

sich, wie man sieht, nur sehr wenig von demjenigen der I. Vorläufer unterscheidet. Zur Kontrolle wurde nach der oben mitgeteilten Methode der Kernradius auch aus den II. Vorläufern berechnet. Sowohl nach der neuen als nach der alten Methode ergab er sich zu 4929 km. Die aus den beiden Vorläufern berechneten Radien differieren also nur um ca. $1^1/_2$ Proz. und wir können annehmen, daß diese Differenz nicht durch Ungenauigkeiten der Methoden entstanden ist, sondern sich durch die Unsicherheit der zugrunde gelegten Laufzeitfunktion erklärt.

§ 8. Laufzeitfunktion von Oldham.

Oldham hat 1906 die Laufzeitfunktion der I. Vorläufer graphisch mitgeteilt[1]). Zunächst wurde daraus die Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$ als Funktion der Herddistanz Δ bestimmt, indem an Oldhams Kurve Tangenten gelegt wurden. Es zeigte sich dabei, daß das Verfahren bis auf ca. + 1 Proz. genaue Werte zu liefern ver-

1) R. D. Oldham, l. c.

Digitized by Google

mag. Tabelle 4 gibt die gefundenen Werte der Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$ und die daraus hergeleiteten Werte für $\sin i$.

Tabelle 4. Oberflächengeschwindigkeit und Einfallswinkel.

Δ Grad	$\mathfrak{V}$ km/sec	$\sin i$
0	8,96	1,000
15	9,35	0,958
30	9,99	0,897
45	10,95	0,818
60	12,19	0,737
75	13,76	0,651
90	15,77	0,568
105	18,71	0,479

Der weitere Gang der Rechnung ist völlig analog dem oben beschriebenen, so daß wir uns auf wenige Bemerkungen beschränken können. Oldham mißt den Zentriwinkel Δ in Graden. Ich habe die Rechnung für die Strahlen $\Delta = 0^0$, 15^0, 30^0, ... 90^0, 105^0 durchgeführt. Fig. 5

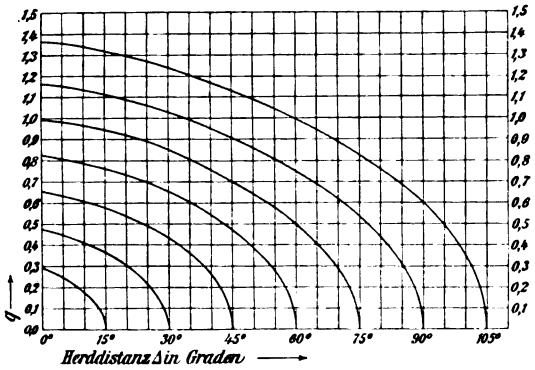


Fig. 5.

zeigt die betreffenden Funktionen q (Δ), die nach der graphischen Methode integriert wurden. Vergleicht man Fig. 5 mit Fig. 1, so fällt vor allem auf, daß bei Oldham keine Unstetigkeit im Bereich von $\Delta = 45^0$ auftritt, was ungefähr dem Knick der Wiechert-Zöppritzschen Werte bei $\Delta = 4{,}5$ Megameter entsprechen würde. Die weitere Rechnung gibt Tabelle 5, die ganz analog zur Tabelle 3 angeordnet ist. Man sieht, daß sich die Scheiteltiefen S in mittleren Tiefen ganz bedeutend von den Wiechert-Zöppritzschen unterscheiden, während sie merkwürdigerweise in großer Tiefe fast völlig zusammenfallen. Am deutlichsten sieht man dies in Fig. 3, die außerdem in der gestrichelten Kurve S der II. Vorläufer als Funktion der Herddistanz Δ

Tabelle 5. Scheiteltiefe und Scheitelgeschwindigkeit.

Δ Grad	γ	r km	S km	S_{1910}	$S_{1910} - S$
0	0,00	6367	0	0	0
15	3,08	6259	108	238	+ 130
30	10,13	6019	348	765	+ 417
45	21,49	5650	717	1368	+ 651
60	36,07	5211	1156	1586	+ 430
75	54,15	4713	1654	1955	+ 301
90	75,61	4182	2185	2266	+ 81
105	104,0	3573	2794	2783	— 11

zeigt. Diese letztere Kurve ist nach den Resultaten der oben zitierten Arbeit gezeichnet. Den Verlauf der Geschwindigkeit $\mathfrak{V}$ als Funktion der Tiefe zeigt Fig. 2; man sieht, daß $\mathfrak{V}$ mit einem größeren Oberflächenwert beginnt, dann aber viel sanfter und ohne jeden Knick ansteigt.

In der oben zitierten Arbeit von Bateman ist auf Grund der Laufzeitfunktionen von Milne und von Benndorf die Geschwindigkeit als Funktion der Tiefe berechnet. Die Batemansche Formel muß natürlich einen ganz stetigen Verlauf von v mit der Scheiteltiefe ergeben. Wie die Kreuze in Fig. 2 zeigen, ist dies jedoch nicht der Fall, so daß wir annehmen müssen, daß Druck- oder Rechenfehler die Tabelle entstellt haben. Ich habe deshalb die Rechnung nochmals durchgeführt an Hand der folgenden Gleichungen:

$$T = 0{,}203 \cdot \Delta - 0{,}000557 \cdot \Delta^2$$
$$= m \cdot \Delta - n \cdot \Delta^2,$$

worin T die Laufzeit in Minuten, Δ die Herddistanz in Graden ist. Bateman hat in seiner Gleichung noch das konstante Glied — 0,4, was aber ohne Einfluß auf die weiteren Resultate ist. Die Oberflächengeschwindigkeit $\mathfrak{V}$ ist dann

$$\mathfrak{V} = \frac{1}{m - 2n \cdot \Delta}.$$

$\frac{r}{r}$ liefert die Gleichung

$$\log \text{nat} \frac{\overline{r}}{r} = \frac{1}{360^0} \cdot \frac{m}{n} \cdot q - \sqrt{1 - \left(\frac{\mathfrak{V}_0}{\mathfrak{V}_r}\right)^2},$$

worin

$$\cos q = \frac{\mathfrak{V}_r}{\mathfrak{V}_0} \quad \text{und} \quad \mathfrak{V} = 9{,}11 \text{ km/sec ist.}$$

Fig. 2 zeigt die nach diesen Gleichungen berechneten Werte und zum Vergleich den Verlauf, wie ihn Benndorf qualitativ diskutiert hat und denjenigen, der sich aus der Hypothese von v. Kövesligethy[1]) für $q = -q = 4$ für die Oberflächengeschwindigkeiten 7,174 und 9,0 km/sec ergibt. Man sieht, daß selbst diejenigen Resultate, die auf Beobachtungen beruhen, noch ganz

1) v. Kövesligethy, l. c.

Digitized by Google

erschreckend differieren, und daß sorgfältige weitere Untersuchungen der grundlegenden Laufzeitfunktion auf Grund neuen Materials dringend erforderlich sind.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, 1. März 1910.

(Eingegangen 8. März 1910.)

Nachtrag zu meinem Aufsatz: Über eine neue Form der Stoßerregung elektrischer Schwingungen [1]).

Von Max Wien.

In meiner Mitteilung habe ich es versäumt zu erwähnen, daß man die Löschröhre nicht nur, wie in Fig. 1 gezeichnet, außerhalb der Zuleitungen zur Funkenstrecke, sondern auch innerhalb derselben anbringen kann, so daß die Löschröhre einen Zusatz zur Funkenstrecke bildet. Der Unterschied der beiden Schaltungen in der Wirkung ist bei Benutzung eines gewöhnlichen Induktors oder einer Influenzmaschine als Stromquelle nur sehr gering, bei Benutzung eines Resonanzinduktors ist jedoch die Schaltung außerhalb der Zuleitungen ungünstig, weil der Wechselstrom, welcher den Kondensator allmählich bis zur Entladung auflädt, durch die Löschröhre fließen muß, wodurch unnötiger Energieverlust und Erwärmung der Röhre verursacht wird.

1) Diese Zeitschr. **11**, 76, 1910.

(Eingegangen 8. März 1910.)

Das Adriatische Meer und sein Einfluß auf das Klima seiner Küsten [1]).

Von Wilhelm Krebs.

Die in balneologischer Beziehung so überaus wertvolle Milde der Wintertemperaturen an der süddalmatinischen Küste ist von Herrn Grund hauptsächlich mit Hilfe der beobachteten Windverhältnisse auf einen Einfluß des tiefen Südmeeres der Adria zurückgeführt worden, im Gegensatz zu den erheblich kälteren Wintertemperaturen an den Gestaden der nördlichen Flachsee der Adria.

Die Wärme jener Tiefsee erinnert an das unmittelbar benachbarte, noch tiefere Meeresbecken des Ionischen Meeres. Dieser tiefste, bis nahezu vier Kilometer abgesenkte Kessel des Mittelmeeres darf als Warmwasserheizung großen Stiles angesehen werden. Denn, außer mehreren Seebeben in seinen Gewässern und vulkanischen und seismischen Erscheinungen an seinen Rändern, sind sogar in seinem Innern selbst feurig-vulkanische Ausbrüche beobachtet worden.

Nach Herrn Rudolphs erster Abhandlung im ersten Jahrgang der Gerlandschen Beiträge zur Geophysik „Über submarine Erdbeben und Eruptionen", S. 241 und 327, geschah dies am 17. August 1886 unter $35{,}9^0$ nördlicher Breite, $18{,}7^0$ östlicher Länge, also fast über jener tiefsten Stelle, und zehn Tage später, am 27. August 1886, 50 Seemeilen südwestlich von Kap Matapan. Die Schiffsberichte für jeden dieser Fälle erwähnten ausdrücklich Feuersäulen. Mit dem Ausbruch des 27. August traf ein zerstörendes Beben im östlichen Mittelmeergebiete, das vor allem auf der ionischen Insel Zante wütete, und ein Kabelbruch südlich dieser Insel zusammen.

Es erscheint bemerkenswert, daß das Erdbeben vom 15. Juli 1909, von dem besonders das eleische Ufer des Ionischen Meeres betroffen wurde, ebenfalls mit vulkanischen Ereignissen, wenn auch auf diesem Gestade selbst, verknüpft gewesen sein soll. Jedenfalls wurde es angekündigt und mit dem größeren sizilianischen Ereignis des 28. Dezember 1908 zeitlich verknüpft durch zwei Seebeben im Ionischen Meere.

Der Kreuzer „Victoria Luise" meldete das eine Seebeben unter Januar 3. 1909 von der kalabrischen Westseite, der Dampfer „Lemnos" das andere unter Januar 13. 1909 von der leukadischen Ostseite des Ionischen Meeres. Dieses bewährte also bis in die jüngste Zeit seinen vulkanischen Charakter.

Bei seiner Zugehörigkeit zu Europa selbst fordert es deshalb geradezu auch zu einer gründlichen Untersuchung seiner Temperaturverhältnisse heraus. Sicherlich würde diese Licht bringen auch in eine erst noch in den Jahrgängen 1908 und 1909 der Meteorologischen Zeitschrift viel umstrittene Frage: die der Tiefentemperaturen des östlichen Mittelmeeres.

Eine besonders klaffende Lücke besteht aber in Hinsicht solcher ozeanographischen Aufnahmen für die Adria selbst.

Herr Grund hat recht, Temperaturmessungen in diesem Meere schmerzlich zu vermissen. Er bestätigt für diesen Sonderfall eine Forderung, die von mir selbst schon im Märzheft 1907 der Deutschen Rundschau für Geographie und Statistik, am Schlusse eines

1) Diskussionsbemerkung zu diesem Vortrag des Herrn A. Grund-Halensee in der Sitzung der Naturforscherversammlung zu Salzburg vom 23. September 1909.

Digitized by Google

Beitrages über das Klima des Mittelmeeres erhoben ist: „Ausdehnung dieser Untersuchung über die bisher nicht berücksichtigten Glieder Adria und Ägäisches Meer."

Sie ging aus von einer Veröffentlichung der Deutschen Seewarte über Wind, Strom, Luft- und Wassertemperaturen auf den wichtigsten Dampferwegen des Mittelmeeres.

Dampferwege durchfurchen auch die Adria. Eine sehr naheliegende und bei geringem Aufwande an Kosten und Mühe schon in hohem Grade fruchtbringende Arbeit wäre es, wenigstens die beteiligten größeren Dampferlinien zu solchen Beobachtungen zu veranlassen, diese Beobachtungen zu sammeln und für ihre übersichtliche Bearbeitung Sorge zu tragen.

Großflottbek, Ende November 1909.

(Eingegangen 3. Dezember 1909.)

BESPRECHUNGEN.

G. Benischke, Die Transformatoren, ihre Wirkungsweise, Konstruktion, Prüfung und Berechnung. (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen. 15. Heft.) 8. X u. 220 S. mit 218 Abbildungen im Text und auf 10 Tafeln. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1909. M. 9.—, gebunden M. 10.—

Das Werk, welches den 15. Band der „Elektrotechnik in Einzeldarstellungen" bildet, behandelt im ersten Teil die Theorie des Transformators. Der Verfasser erläutert zunächst den Vorgang der Induktion zwischen zwei Stromkreisen und das aus der Wechselwirkung beider Stromkreise resultierende Kraftliniensystem. Im Anschluß an den Begriff der Streuung werden dann die Selbstinduktionskoeffizienten und der Kupplungsfaktor eingeführt und die Differentialgleichungen der beiden Stromkreise aufgestellt. Das Zusammenwirken der verschiedenen Magnetfelder und der von ihnen erzeugten elektromotorischen Kräfte wird eingehend behandelt und der Einfluß der verschiedenen für den Transformator charakteristischen Größen, der Streuung, des Widerstandes usw., insbesondere auch der Art der Belastung und der sekundären Phasenverschiebung auf den Primärstromkreis wird durch Diagramme veranschaulicht. Ein besonderes Kapitel widmet der Verfasser der Theorie des Resonanztransformators, also des sekundär mit einem Kondensator belasteten Transformators, wie er für Zwecke der drahtlosen Telegraphie verwandt wird. Nachdem dann noch eingehend der Einfluß der Hysteresis und der Wirbelströme auf das Verhalten des Transformators und insbesondere die dadurch bedingten Verluste behandelt sind, bringt ein zweiter Abschnitt des Werkes konstruktive Gesichtspunkte und Einzelheiten mit Abbildungen von ausgeführten Transformatoren, hieran schließt sich die Theorie der Erwärmung und Abkühlung des Transformators und zwar sowohl für konstante als auch für aussetzende und veränderliche Belastung. Nach einem Abschnitt über die praktische Prüfung der Transformatoren bringt der Verfasser zum Schluß ein durchgeführtes Berechnungsbeispiel sowie Diagramme, welche nach ausgeführten Transformatorentypen Anhaltspunkte für die Berechnung und Konstruktion geben.

Das Werk ist klar und verständlich geschrieben und durch zahlreiche gute Abbildungen und Diagramme erläutert. G. Fuhrmann.

G. Kowalewski, Einführung in die Infinitesimalrechnung mit einer historischen Übersicht. (Aus Natur und Geisteswelt. 197. Bändchen.) 8. 126 S. mit 18 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Gebunden M. 1.25

Im Vorwort heißt es: „Der Verfasser hofft, daß jeder Gebildete aus diesem kleinen Buch einen Begriff von dem Wesen der Infinitesimalrechnung gewinnen kann". Ich fürchte, daß diese Hoffnung zu optimistisch ist; denn die gebildeten Laienkreise pflegen vor der Mathematik eine mit Hochachtung gemischte Abneigung zu haben. Dafür aber wird das Büchlein den Studenten der Mathematik durch seine knappe klare Art wohl gefallen.

Cl. Schaefer.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Karl Bergwitz für Physik.

Ernannt: Der Dozent der Mathematik am Christ's College Dr. E. W. Hobson zum Sadlerian Professor an der Universität Cambridge (England) als Nachfolger des in den Ruhestand getretenen Professor Dr. A. R. Forsyth.

Berufen: Der Privatdozent an der Universität Dr. Oskar Perron zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie an der Universität Berlin Dr. Hans Landolt, der ord. Professor der Chemie, Mineralogie und Geologie an der Forstakademie in Hann. Münden Dr. Constantin Councler, der etatsmäßige Professor für Physik und Elektrotechnik an der Bergakademie Clausthal Dr. Ernst Gerland.

Gesuche.

Wir **suchen** für unser Laboratorium jungen Physiker als

zweiten Assistenten.

Anfangsgehalt 2400 M. Eintritt kann sofort erfolgen.

Neufeldt & Kuhnke,
Elektrotechnische Fabrik, **Kiel.**

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

C
5852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

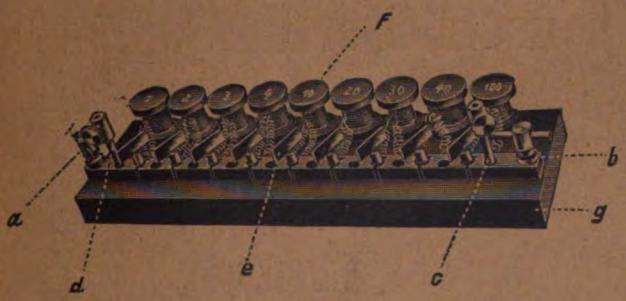
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 8. | 15. April 1910. No. 318. | 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezial-Katalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer . . . . . **M. 60.—**
Ablesefernrohr mit Skala . . . . . **M. 40.—**
Gleitdraht (Stromkompensator) . . . . . **M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm (siehe Fig.) **M. 32.—**

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Digitized by Google

REGISTER:

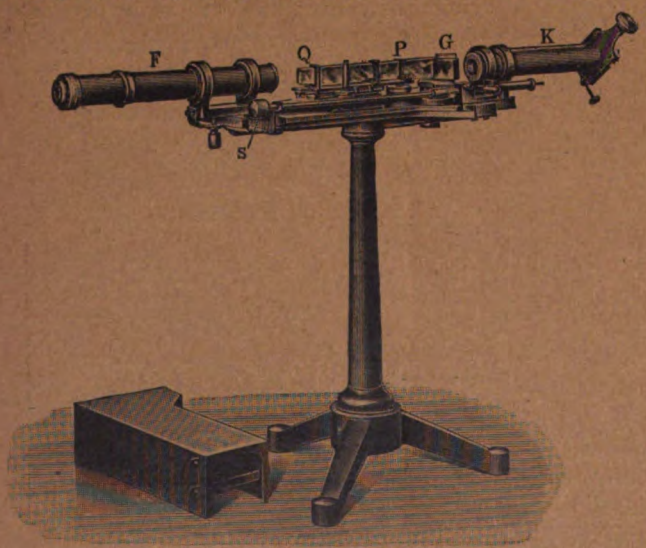
(V. = Vortrag; R. = Referat; B. = Besprechung.)

Seite

Analysator: Der harmonische — von O. Mader, v. A. Schreiber (R.) 354
Argon: Zur Abhandlung von Herrn Hillers über die Berechnung der Loschmidtschen Zahl aus den gastheoretischen Daten des —, v. M. Reinganum . 347
Azeton: Über den Verlauf der Dispersion im elektrischen Spektrum von Benzol, Toluol und —, v. A. R. Colley 324
Barnett, S. J., Die Messung hoher Spannungen mit einem Instrument für niedere Spannungen 348
Barretter: Der — und seine Verwendbarkeit als Indikator in elektrisch schwingenden Systemen, v. W. Kempe 331
Bateman, H., Elementare Elektronensysteme 318
Benzol: Über den Verlauf der Dispersion im elektrischen Spektrum von —, Toluol und Azeton, v. A. R. Colley 324
Bewegungsgleichung: Planimetrische Methode zur Ausrechnung der — gedämpfter Instrumente, und zur experimentellen Bestimmung reduzierten Gewichtes und der Dämpfungskraft der bewegenden Teile derselben, v. A. v. Büky 339
Bromsilbergelatineplatten: Energiewerte der Lichtstrahlung hinter Dreifarbenfiltern und die Strahlungsempfindlichkeit von — gegen verschiedenfarbiges Licht, v. G. Leimbach 313
Büky, A. v., Planimetrische Methode zur Ausrechnung der Bewegungsgleichung gedämpfter Instrumente, und zur experimentellen Bestimmung reduzierten Gewichtes und der Dämpfungskraft der bewegenden Teile derselben 339
Colley, A. R., Über den Verlauf der Dispersion im elektrischen Spektrum von Benzol, Toluol und Azeton 324
Dämpfungskraft: Planimetrische Methode zur Ausrechnung der Bewegungsgleichung gedämpfter Instrumente, und zur experimentellen Bestimmung reduzierten Gewichtes und der — der bewegenden Teile derselben, v. A. v. Büky 339
Déguisne, C. u. P. Ludewig, Das Verhalten des Wehneltunterbrechers bei parallel liegender Kapazität 337
Dispersion: Über den Verlauf der — im elektrischen Spektrum von Benzol, Toluol und Azeton, v. A. R. Colley 324
Dreifarbenfilter: Energiewerte der Lichtstrahlung hinter — und die Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen verschiedenfarbiges Licht, v. G. Leimbach 313
Dürkheim: Über die Radioaktivität der Quellen von Bad — a. d. Haardt, v. M. Levin 322
Elektrisch geladene Systeme: Die anfängliche beschleunigte Bewegung — von endlicher Ausdehnung und die Reaktion infolge der dabei auftretenden Strahlung, v. G. W. Walker 320
Elektrisch schwingende Systeme: Der Barretter und seine Verwendbarkeit als Indikator in —, v. W. Kempe 331
Elektrisches Spektrum: Über den Verlauf der Dispersion im — von Benzol, Toluol und Azeton, v. A. R. Colley 324
Elektrizität: Die —, v. L. Poincaré. (B.) 359
Elektronensysteme: Elementare —, v. H. Bateman . 318
Energiewerte: — der Lichtstrahlung hinter Dreifarbenfiltern und die Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen verschiedenfarbiges Licht, v. G. Leimbach 313
Flüssigkeiten: Die wirbellose Strömung von — in Kanälen, v. B. Weinberg 346
Gasinterferometer: Ein neues Gasrefraktometer und — zu analytischen Zwecken, v. K. Jellinek. (R.) . . 3
Gasrefraktometer: Ein neues — und Gasinterferometer zu analytischen Zwecken, v. K. Jellinek. (R.) . . 357
Gastheoretische Daten: Zur Abhandlung von Herrn Hillers über die Berechnung der Loschmidtschen Zahl aus den — des Argons, v. M. Reinganum . . . 347
Gedämpfte Instrumente: Planimetrische Methode zur Ausrechnung der Bewegungsgleichung —, und zur experimentellen Bestimmung reduzierten Gewichtes und der Dämpfungskraft der bewegenden Teile derselben, v. A. v. Büky 3
Geometrie: — der Kräfte, v. H. E. Timerding. (B.) 359
Hillers: Zur Abhandlung von Herrn — über die Berechnung der Loschmidtschen Zahl aus den gastheoretischen Daten des Argons, v. M. Reinganum . . 347
Indikator: Der Barretter und seine Verwendbarkeit als — in elektrisch schwingenden Systemen, v. W. Kempe 331
Jellinek, K., Ein neues Gasrefraktometer und Gasinterferometer zu analytischen Zwecken. (R.) 357
Kanäle: Die wirbellose Strömung von Flüssigkeiten in —, v. B. Weinberg 346
Kapazität: Das Verhalten des Wehneltunterbrechers bei parallel liegender —, v. C. Déguisne u. P. Ludewig 337
Kempe, W., Der Barretter und seine Verwendbarkeit als Indikator in elektrisch schwingenden Systemen . 331
Leimbach, G., Energiewerte der Lichtstrahlung hinter Dreifarbenfiltern und die Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen verschiedenfarbiges Licht 313
Leitungsstrom: — und aufsteigende Luftströmungen, v. D. Smirnow 348
Levin, M., Über die Radioaktivität der Quellen von Bad Dürkheim a. d. Haardt 322

(Forsetzung S. III.)

Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42, Prinzessinnenstrasse 16.



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

(Register.)

Seite

Lichtquanta: Die Hypothese der —, v. H. A. Lorentz. (V.) 349
Lichtstrahlung: Energiewerte der — hinter Dreifarbenfiltern und die Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen verschiedenfarbiges Licht, v. G. Leimbach 313
Lorentz, H. A., Die Hypothese der Lichtquanta. (V.) 349
Loschmidtsche Zahl: Zur Abhandlung von Herrn Hillers über die Berechnung der — aus den gastheoretischen Daten des Argons, v. M. Reinganum 347
Ludewig, P., u. **C. Déguisne**, Das Verhalten des Wehneltunterbrechers bei parallel liegender Kapazität 337
Luftströmungen: Leitungsstrom und aufsteigende —, v. D. Smirnow 348
Mader: Der harmonische Analysator von O. —, v. A. Schreiber. (R.) 354
Mathematische Literatur: Führer durch die —, v. F. Müller. (B.) 360
Mechanik: Angewandte —, v. J. Perry. (B.) 359
Müller, F., Führer durch die mathematische Literatur. (B.) 360
Perry, J., Angewandte Mechanik. (B.) 359
Poincaré, L., Die Elektrizität. (B.) 359
Quellen: Über die Radioaktivität der — von Bad Dürkheim a. d. Haardt, v. M. Levin 322
Radioaktivität: Über die — der Quellen von Bad Dürkheim a. d. Haardt, v. M. Levin 322
Reflexionsvermögen: Das — schwarzer Flächen, v. T. Royds 316
Reinganum, M., Zur Abhandlung von Herrn Hillers über die Berechnung der Loschmidtschen Zahl aus den gastheoretischen Daten des Argons 347
Royds, T., Das Reflexionsvermögen schwarzer Flächen 316
Schreiber, A., Der harmonische Analysator von O. Mader. (R.) 354
Schwarze Flächen: Das Reflexionsvermögen —, v. T. Royds 316
Smirnow, D., Leitungsstrom und aufsteigende Luftströmungen 348
Spannungen: Die Messung hoher — mit einem Instrument für niedere —, v. S. J. Barnett 348
Strahlung: Die anfängliche beschleunigte Bewegung elektrisch geladener Systeme von endlicher Ausdehnung und die Reaktion infolge der dabei auftretenden —, v. G. W. Walker 320
Strahlungsempfindlichkeit: Energiewerte der Lichtstrahlung hinter Dreifarbenfiltern und die — von Bromsilbergelatineplatten gegen verschiedenfarbiges Licht, v. G. Leimbach 313
Strömung: Die wirbellose — von Flüssigkeiten in Kanälen, v. B. Weinberg 346

Seite

Timerding, H. E., Geometrie der Kräfte. (B.) . . . 359
Toluol: Über den Verlauf der Dispersion im elektrischen Spektrum von Benzol, — und Azeton, v. A. R. Colley 324
Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1910 . 361
Walker, G. W., Die anfängliche beschleunigte Bewegung elektrisch geladener Systeme von endlicher Ausdehnung und die Reaktion infolge der dabei auftretenden Strahlung 320
Wehneltunterbrecher: Das Verhalten des — bei parallel liegender Kapazität, v. C. Déguisne u. P. Ludewig 337
Weinberg, B., Die wirbellose Strömung von Flüssigkeiten in Kanälen 346
Wirbellose Strömung: Die — von Flüssigkeiten in Kanälen, v. B. Weinberg 346

Die Firma **Robert Abrahamsohn, Charlottenburg, Kantstr. 24, Spezialfabrik elektrischer Meßinstrumente und Widerstände,** hat die bisher von ihr hergestellten Gleitwiderstände dadurch wesentlich verbessert, daß sie statt des bisher verwendeten Schieferkörpers ein dünnwandiges stark emailliertes Stahlrohr benutzt. Hierdurch wurden einmal die Gewichte der Widerstände ganz erheblich reduziert, während andererseits die Abkühlungsverhältnisse des Widerstandsträgers, der von sehr geringer Masse ist, vorteilhaft verbessert wurden. Namentlich bei vertikaler Montage der Widerstände erzeugt die Stromwärme einen aufsteigenden Luftstrom, welcher für die Kühlung des Widerstandes sorgt.

Als dritte Neukonstruktion ist eine Anordnung getroffen, bei welcher zwischen der Stromabnahmebürste und der Gleitstange ein Amperemeter geschaltet ist, welches stets den jeweilig den Widerstand durchfließenden Strom anzeigt. Diese Anordnung schützt zunächst den Widerstand vor Überlastung, denn das Amperemeter ist mit einer der maximalen Stromstärke des Widerstandes entsprechenden Eichung versehen. Das Amperemeter ist gleichzeitig mit dem Gleitschieber fest verbunden, so daß die Aufmerksamkeit des Experimentators nur auf einen Punkt gerichtet zu sein braucht.

Wenn an Stelle des Amperemeters ein Milliamperemeter tritt, so kann diese Anordnung in hervorragender Weise als Anschlußapparat für Galvanisation dienen. Der Widerstand wird direkt mit dem Netz bezw. einer Batterie verbunden, während von der Gleitstange und einem Widerstandsende jeder beliebige Bruchteil der zugeführten Spannung angenommen werden kann. Das Milliamperemeter zeigt den durch den menschlichen Körper gehenden Strom in Milliampere an. Sämtliche Typen von Widerständen sowie auch die Anschlußapparate können mit einer Skala versehen werden, welcher entweder eine Gradeinteilung, eine Ohm- oder aber eine Voltteilung aufgetragen werden kann.

C. Lorenz Aktiengesellschaft
Telephon- u. Telegraphen-Werke
Eisenbahnsignal-Bauanstalt
Berlin, S.O. 26
Elisabeth-Ufer 5-6

Folgende Sonderausgaben über

„Drahtlose Telegraphie"

sind erschienen und werden Interessenten kostenlos übersandt.

No. 136. **Leidener Flaschen, Anschlüsse und Flaschenbatterien.**
„ 139. **Selbstinduktions-Variometer.** D.R.P. und D.R.G.M.
„ 141. **Block-Kondensatoren.** D.R.G.M.
„ 142. **Drehplatten-Kondensatoren.** D.R.P. und D.R.G.M.

Gáti's

Barrettersatz Type 4.

M. 200.—

Vertreter für Deutschland:

Hans Boas,
Berlin O. 27,
Krautstraße 52.

Digitized by Google

F. Sartorius, Göttingen.

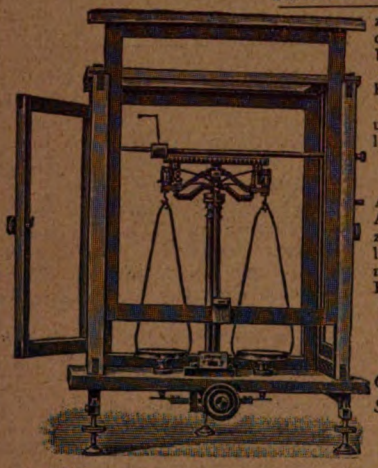
Vereinigte Werkstätten für wissenschaftl. Instrumente

von F. Sartorius, A. Becker und Ludwig Tesdorpf.

Waagen und Gewichte für wissenschaftliche, chemische und technische Zwecke.

Specialität: **Analysenwaagen** nur eigener bewährtester Construction. Man verlange ausdrücklich Original-Sartorius-Waagen, da Nachahmungen in den Handel gebracht werden.

Sartorius' neuer Wärmekasten



zum Brüten von Bacillen und zum Einbetten mikroskopischer Präparate in Paraffin für beliebiges Heizmaterial, unabhängig von Gasleitung mit vielfach prämiirter Wärmeregulirung.

Auf allen beschickten Ausstellung. präm., zuletzt Weltausstellung Brüssel, Diplome d'honneur und Preis 500 Frs., für beste Construction in Feinwaagen.

PARIS: Goldene Medaille, St. LOUIS: Grand Prix und goldene Medaille.

Kataloge in drei Sprachen gratis und franko.

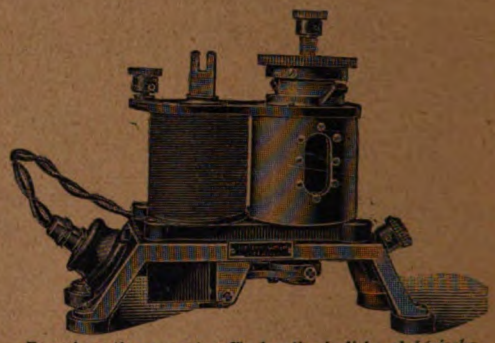
Vertreter in allen Ländern.

Dr. Erich F. Huth G. m. b. H.

vorm. Kunsch & Jaeger

Erdmannshof, Kottbuser Ufer 39/40

Berlin S.O. 26



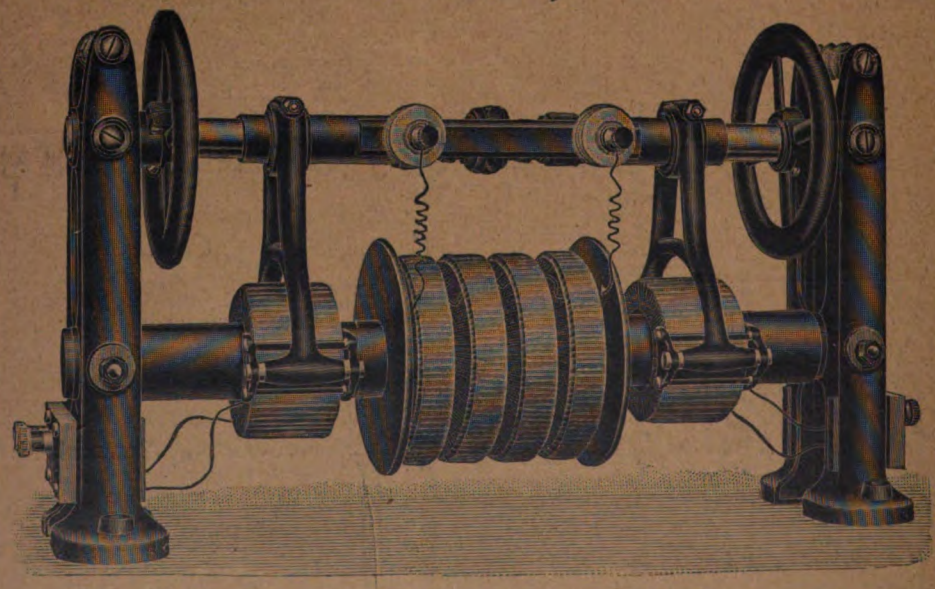
Experimentiergenerator für kontinuierliche elektrische Schwingungen mit automatischer Zündung.

Sämtliche Apparate für

drahtlose Telegraphie und Telephonie. Komplette Stationen.

Preislisten auf Wunsch kostenlos.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D. R. P.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. 15. April 1910. 11. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 9 am 25. April 1910.

INHALT:

Originalmitteilungen:
G. Leimbach, Energiewerte der Lichtstrahlung hinter Dreifarbenfiltern und die Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen verschiedenfarbiges Licht. S. 313.
T. Royds, Das Reflexionsvermögen schwarzer Flächen. S. 316.
H. Bateman, Elementare Elektronensysteme. S. 318.
G. W. Walker, Die anfängliche beschleunigte Bewegung elektrisch geladener Systeme von endlicher Ausdehnung und die Reaktion infolge der dabei auftretenden Strahlung. S. 320.
M. Levin, Über die Radioaktivität der Quellen von Bad Dürkheim a. d. Haardt. S. 322.
A. R. Colley, Über den Verlauf der Dispersion im elektrischen Spektrum von Benzol, Toluol und Azeton. S. 324.
W. Kempe, Der Barretter und seine Verwendbarkeit als Indikator in elektrisch schwingenden Systemen. S. 331.
C. Déguisne u. P. Ludewig, Das Verhalten des Wehnelt-Unterbrechers bei parallel liegender Kapazität. S. 337.
A. v. Büky, Planimetrische Methode zur Ausrechnung der Bewegungsgleichung gedämpfter Instrumente und zur experimentellen Bestimmung reduzierten Gewichtes und der Dämpfungskraft der bewegenden Teile derselben. S. 339.
B. Weinberg, Die wirbellose Strömung von Flüssigkeiten in Kanälen. S. 346.
M. Reinganum, Zur Abhandlung von Herrn Hillers über die Berechnung der Loschmidtschen Zahl aus den gastheoretischen Daten des Argons. S. 347.
S. J. Barnett, Die Messung hoher Spannungen mit einem Instrument für niedere Spannungen. S. 348.
D. Smirnow, Leitungsstrom und aufsteigende Luftströmungen. S. 348.
Vorträge und Reden:
H. A. Lorentz, Die Hypothese der Lichtquanten. S. 349.
Referate:
A. Schreiber, Der harmonische Analysator von O. Mader. S. 354.
K. Jellinek, Ein neues Gasrefraktometer und Gasinterferometer zu analytischen Zwecken. S. 357.
Besprechungen:
L. Poincaré, Die Elektrizität. S. 359.
H. E. Timerding, Geometrie der Kräfte. S. 359.
J. Perry, Angewandte Mechanik. S. 359.
F. Müller, Führer durch die mathematische Literatur. S. 360.
Tagesereignisse. S. 360.
Personalien. S. 360.
Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1910. S. 361.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Energiewerte der Lichtstrahlung hinter Dreifarbenfiltern und die Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen verschiedenfarbiges Licht.

Von Gotthelf Leimbach.

Gelegentlich meiner Untersuchungen über „die absolute Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen Licht verschiedener Wellenlänge“[1]) habe ich auf die bedeutenden Abweichungen hingewiesen, die einige von Precht und Stenger veröffentlichten Resultate[2]) von den meinigen zeigen, ohne näher auf diese Abweichungen und ihre Ursachen eingegangen zu sein. Da jedoch mein umfangreiches Material zur Beantwortung der von Precht und Stenger aufgeworfenen beiden Fragen: 1. nach dem „Energiewerte der chemischen Strahlung hinter Dreifarbenfiltern“ und 2. nach der „Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatine gegen weißes, grünes und orangerotes Licht“ mancherlei beitragen kann, so soll dieser Beitrag hier geliefert werden.

Für Zwecke der Dreifarbenphotographie und des Dreifarbendruckes bedarf es geeigneter Filter für orangerotes, grünes und blaues Licht, die möglichst auf die Empfindlichkeit der Trockenplatten für diese Farben abzustimmen sind. — Die Bestimmung des Belichtungsverhältnisses für die drei Farben macht insofern Schwierigkeiten, als sie eine konstante Lichtquelle erfordert, die Benutzung des hinsichtlich seiner spektralen Zusammensetzung stark schwankenden Tageslichtes also ausschließt. Für sensitometrische Zwecke ist nun seit langem die Hefnerlampe im Gebrauch, für den vorliegenden sind auch elektrische Glühlampen, die relativ konstant gehalten werden können, geeignet. — Außer den für gleiche Deckung oder Schwärzung erforderlichen Belichtungszeiten für die einzelnen Filter interessiert vor allem der Absolutwert der Lichtstrahlungsenergien, die zur Hervorbringung einer bestimmten Schwärzung in jedem Falle erforderlich sind. Dieser ist natürlich um so kleiner, je empfindlicher die Platte gegen das Licht desjenigen Wellenlängenbereiches ist, den das Filter gerade durchläßt.

Die gewöhnlichen Bromsilbergelatineplatten besitzen ein Maximum der Empfindlichkeit im Blau, die für Rot sensibilisierten sogen. orthochromatischen ein — zweites — Empfindlichkeitsmaximum im Gelb, während panchromatische Platten für alle Farben stark empfindlich

1) Zeitschr. f. wiss. Photogr. **7**, 157, 1909.
2) Diese Zeitschr. **6**, 332, 1905.

Digitized by Google

sind. Precht und Stenger haben ihre Untersuchungen an der „panchromatischen" Perchromoplatte ausgeführt, während die meinigen an zwei gewöhnlichen Bromsilbergelatineplatten und an zwei orthochromatischen Platten angestellt sind.

Als erstes Resultat von Precht und Stenger sei hier der „angenähert parallele Verlauf der Schwärzungskurven" genannt, die bekanntlich die Dichte des Silberniederschlages oder kurz die „Schwärzung" als Funktion der aufgewandten Lichtmenge zur Anschauung bringen. Für das Mittelstück der Kurven, das den Bereich der normalen Exposition oder die praktisch häufigsten Schwärzungen $S = 1$ bis $S = 2$ umfaßt, ist dieser parallele Verlauf von mir als vollständig unabhängig von der Wellenlänge — oder Farbe — des Lichtes gefunden worden. Die Zunahme der Schwärzung oder die Gradation erfolgt für alle Wellenlängen nach demselben Gesetz. Dagegen ist der Energiebetrag, der zur Erzielung einer bestimmten konstanten Schwärzung aufgewandt werden muß, für Licht verschiedener Farbe sehr verschieden, je nach der Empfindlichkeit der Platte für die einzelnen Farben. Die Sensibilisatoren wirken nun so, daß sie die Belichtungszeit abkürzen oder den zur Erzielung konstanter Schwärzung erforderlichen Energiebetrag verkleinern.

Das von Schwarzschild formulierte Gesetz, das der Bromsilbergelatine die Eigenschaft zuschreibt, „von der einstrahlenden Lichtenergie um so weniger für den photographischen Zweck zu verwenden, je langsamer die Energie zuströmt," ist von mir in vollem Maße bestätigt worden. Ich führe es an dieser Stelle an, weil die gleichen Schwärzungen entsprechenden Lichtmengen nach diesem Gesetz nicht durch $i \cdot t = \text{const}$, sondern durch $i \cdot t^p = \text{const}$[1]) dargestellt werden, was für die Berechnung der Absolutwerte der Lichtenergie von Bedeutung ist.

Die von Precht und Stenger angegebenen Absolutwerte sind offenbar ohne Berücksichtigung der Schwarzschildschen Formel berechnet worden, und zwar aus Messungen mit der Thermosäule, zu deren absoluter Eichung der Ångströmsche Wert der Gesamtstrahlung der Hefnerlampe gedient hat. Die von ihnen verwandten Filter ließen folgende Spektralbereiche zu:

Blau von $\lambda = 415-475\ \mu\mu$,
Grün von $\lambda = 515-575\ \mu\mu$ und
Orange von $\lambda = 580-680\ \mu\mu$.

Nach Angabe der Autoren sind aber auch Wärmestrahlen in erheblichem Maße von den Filtern durchgelassen, auf deren Abblendung oder dgl. verzichtet ist. Inwieweit diese die Resultate beeinflußt haben, wird unten gezeigt werden. Zunächst seien die wichtigsten Resultate von Precht und Stenger hier aufgeführt.

Tabelle I enthält die zur Erzielung annähernd gleicher Schwärzung — $S = 1$ und $S = 2$ — erforderlichen Energiewerte für rotes, grünes und blaues Licht obiger Spektralbereiche, von g cal/sec cm² umgerechnet auf Watt/cm², um sie mit meinen Werten vergleichen zu können.

Tabelle I.

Farbe des Lichtes	Schwärzung	Energie des Lichtes
Orange . . .	$S = 0{,}95$	$19900 \cdot 10^{-8}$ Watt/cm²
	$S = 1{,}99$	$70800 \cdot 10^{-8}$ „
Grün	$S = 1{,}01$	$16000 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2{,}09$	$59800 \cdot 10^{-8}$ „
Blau	$S = 0{,}95$	$17000 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2{,}02$	$45300 \cdot 10^{-8}$ „

Setzt man den Energiewert des Blau gleich 1, so ergeben sich die Verhältniszahlen der Tabelle II.

Tabelle II.

Farbe des Lichtes	Schwärzung	
	$S = 1$	$S = 2$
Blau	1	1
Grün	0,94	1,32
Orange . . .	1,17	1,56

Diese Zahlen besagen, daß zur Erzielung gleicher Schwärzung der Absolutwert der Energie des roten Lichtes kaum höher zu sein braucht, wie der des blauen Lichtes. Die Perchromoplatte wäre also eine ideale panchromatische Platte. Daß derartige ideale Verhältnisse kaum vorliegen, sollen die folgenden Ausführungen zeigen.

Aus meinen Kurven, die die Plattenempfindlichkeit als Funktion der Wellenlänge darstellen, sind durch Planimetrierung der den angeführten Spektralbezirken zugehörenden Flächenstücke leicht die zur Erzielung stets gleicher Schwärzung erforderlichen Energiewerte für gewöhnliche und orthochromatische Platten zu ermitteln. Des Interesses halber seien zum Vergleich auch die der gewöhnlichen Platten hier angeführt.

Tabelle III. Schleußnerplatte, normalempfindlich.

Farbe des Lichtes	Schwärzung	Energie des Lichtes
Orange . . .	$S = 1$	$13200 \cdot 10^{-8}$ Watt cm²
	$S = 1{,}5$	$19000 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$28100 \cdot 10^{-8}$ „
Grün . . .	$S = 1$	$1202 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 1{,}5$	$1730 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$2860 \cdot 10^{-8}$ „
Blau	$S = 1$	$10 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 1{,}5$	$14.4 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$21{,}3 \cdot 10^{-8}$ „

1) i = Intensität des Lichtes, t = Belichtungszeit, $p < 1$ eine Plattenkonstante.

Digitized by Google

Tabelle IV. Lumières Σ-Platte.

Farbe des Lichtes	Schwärzung	Energie des Lichtes
Orange	$S = 1$	$11220 \cdot 10^{-8}$ Watt/cm²
	$S = 1{,}5$	$24500 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$47000 \cdot 10^{-8}$ „
Grün	$S = 1$	$891 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 1{,}5$	$1940 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$4290 \cdot 10^{-8}$ „
Blau	$S = 1$	$1 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 1{,}5$	$2{,}18 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$4{,}81 \cdot 10^{-8}$ „

Tabelle V. Perortoplatte.

Farbe des Lichtes	Schwärzung	Energie des Lichtes
Orange	$S = 1$	$3162 \cdot 10^{-8}$ Watt/cm²
	$S = 1{,}5$	$5400 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$9260 \cdot 10^{-8}$ „
Grün	$S = 1$	$282 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 1{,}5$	$482 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$825 \cdot 10^{-8}$ „
Blau	$S = 1$	$11{,}2 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 1{,}5$	$19{,}2 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$32{,}8 \cdot 10^{-8}$ „

Tabelle VI. Chromo-Isolarplatte.

Farbe des Lichtes	Schwärzung	Energie des Lichtes
Orange	$S = 1$	$6310 \cdot 10^{-8}$ Watt/cm²
	$S = 1{,}5$	$12500 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$23500 \cdot 10^{-8}$ „
Grün	$S = 1$	$100 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 1{,}5$	$198 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$372 \cdot 10^{-8}$ „
Blau.	$S = 1$	$14{,}1 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 1{,}5$	$27{,}9 \cdot 10^{-8}$ „
	$S = 2$	$52{,}5 \cdot 10^{-8}$ „

Auf den ersten Blick zeigt sich bei allen Platten, daß die zur Erzielung gleicher Schwärzung erforderliche Energie mit der Wellenlänge stark zunimmt. Vergleicht man die Energiewerte mit den von Precht und Stenger gefundenen, so ergibt sich eine annähernde Übereinstimmung — der Größenordnung nach — nur für die Orangewerte und zwar aus dem Grunde, weil die mitgemessenen Wärmestrahlen den Lichtstrahlen ungefähr gleichwertig gewesen sein dürften. Eine beträchtliche Wärmeenergie hat aber wahrscheinlich auch das Grün- und Blaufilter passiert und die relativ kleinen Werte der Lichtenergie stark vergrößert. Die von Precht und Stenger gemessene hohe Energie für Blau und Grün ist vermutlich im wesentlichen die von den Filtern durchgelassene Wärmeenergie, die bei allen ziemlich gleich groß sein dürfte. Daher auch die sehr kleinen Verhältniszahlen der Tabelle II. Um eine Anschauung davon zu geben, wie groß die Lichtenergie relativ zu der des Blau für Rot und Grün sein muß, um die gleiche Schwärzung zu erhalten, sind die Verhältniszahlen für meine vier Platten gebildet und zwar nur für einen S-Wert, da bei dem von mir gefundenen geradlinigen Verlauf der Schwärzungskurven die Verhältniszahl konstant bleibt.

Tabelle VII.

Plattensorte	Farbe des Lichtes	Verhältniszahl für S-1
Schleußner	Blau	1
	Grün	120
	Orange	1320
Σ	Blau	1
	Grün	891
	Orange	11220
Perorto	Blau	1
	Grün	25,2
	Orange	282
Chromo-Isolar	Blau	1
	Grün	7,1
	Orange	448

Wir sehen aus diesen Zahlen, wie stark das Empfindlichkeitsmaximum im Blau sich bei allen Platten bemerkbar macht. Der Einfluß der Sensibilisatoren ist aber bei den orthochromatischen Platten doch unverkennbar. Im Grün wie Orange kommt man mit viel kürzeren Belichtungszeiten oder kleineren Energiewerten aus, wie bei den gewöhnlichen Bromsilbergelatineplatten[1]).

Die nicht abgeblendeten Wärmestrahlen beeinflussen auch die Resultate der zweiten Arbeit von Precht und Stenger „über die Strahlungsempfindlichkeit von Bromsilbergelatineplatten gegen weißes, grünes und orangerotes Licht". Nach Precht und Stenger sind zur Erzielung gleicher Schwärzung für die drei Farben folgende Energiewerte erforderlich.

Tabelle VIII.

Farbe des Lichtes	Schwärzg.	Energie des Lichtes	Verhältniszahl
Weiß	$S = 1$	$1050 \cdot 10^{-8}$ Watt/cm²	1
Grün	$S = 1$	$224000 \cdot 10^{-8}$ „	214
Orange	$S = 1$	$428000 \cdot 10^{-8}$ „	417

Hier finden auch Precht und Stenger den starken Einfluß des blauen Lichtes, das im „Weiß" enthalten ist und den Energiewert erheblich herabdrückt. Das spricht für ein ausgeprägtes Blaumaximum der benutzten Platte. Die Werte für Grün und Rot sind auch hier wieder durch Wärmestrahlen vergrößert, deren

1) Miethe gibt für eine Äthylrotplatte im Phot. Journal 1903, S. 214 folgende Verhältniszahlen an: Blau 1, Grün 30, Rot 450 in guter qualitativer Übereinstimmung mit meinen Resultaten.

Digitized by Google

Energie offenbar relativ groß zu der des grünen bzw. roten Lichtes und wohl in beiden Fällen ziemlich gleich ist. Da das Verhältnis der Energien für Grün und Rot bei einer gewöhnlichen Platte bedeutend größer ist wie 1 : 2, siehe Tabelle VI, so sind auch die Verhältniszahlen der Tabelle II und damit die Resultate der ersten Arbeit mit Vorsicht aufzunehmen.

Ich ziehe zum Vergleich meine Resultate für weißes Licht heran, die einmal mit der Hefnerlampe und dann mit der Nernstlampe gewonnen sind.

Tabelle IX.

Plattensorte	Schwärzg.	Energie des Lichtes	„weiße" Lichtquelle
Schleußner	$S = 1$	$1160 \cdot 10^{-8}$ Watt/cm²	Hefnerl.
		$773 \cdot 10^{-8}$ „	Nernstl.
Σ	$S = 1$	—	Hefnerl.
		$439 \cdot 10^{-8}$ „	Nernstl.
Perortho	$S = 1$	$816 \cdot 10^{-8}$ „	Hefnerl.
		$615 \cdot 10^{-8}$ „	Nernstl.
Chromo-Isolar	$S = 1$	$2140 \cdot 10^{-8}$ „	Hefnerl.
		$988 \cdot 10^{-8}$ „	Nernstl.

Die Energiewerte für weißes Licht stimmen wenigstens der Größenordnung nach gut mit dem Precht-Stengerschen Werte überein. Danach besitzt die verwandte Platte eine ähnliche Empfindlichkeit wie die Schleußnerplatte.

Aus der Tabelle VIII ist außerdem noch der Einfluß der Temperatur der Lichtquelle zu erkennen. Die Nernstlampe besitzt eine höhere Temperatur wie die Hefnerlampe, ist also auch reicher an kurzwelligen Strahlen, da mit der Temperatur die Intensität der kurzwelligen Strahlen gemäß dem Wienschen Verschiebungsgesetz stark zunimmt. Während für die Energiemessung die intensitätsreicheren langwelligen Strahlen den Ausschlag geben und die Resultate durch eine Intensitätssteigerung im Blau nicht stark beeinflußt werden, wirkt diese Intensitätssteigerung im Blau unverhältnismäßig stark auf die photographische Platte. Infolgedessen muß der Gesamtbetrag der Lichtenergie für weißes Licht mit Zunahme der Temperatur abnehmen. Tabelle VIII zeigt in der Tat, daß bei der Nernstlampe durchweg kleinere Lichtmengen zur Erzeugung gleicher Schwärzung erforderlich sind, wie bei der Hefnerlampe. — Meine Messungen ergeben schließlich noch, daß weißes Licht, das nicht sehr reich an blauen Strahlen ist, wie z. B. das der Hefnerlampe, im Mittel etwa so stark wie grünes Licht vom gleichen Absolutwert auf Bromsilbergelatine wirkt.

Göttingen, den 17. März 1910.

(Eingegangen 19. März 1910.)

Das Reflexionsvermögen schwarzer Flächen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von T. Royds.

Ångström fand im Jahre 1898[1]), daß das Reflexionsvermögen einer dick berußten platinierten Fläche zwischen 0,82 und 1,25 Proz. liegt. Kürzlich dagegen schloß Féry[2]) aus seinen Versuchen, daß 18 Proz. der Strahlung eines auf 100° C befindlichen schwarzen Körpers von einer Platinmoorfläche reflektiert wird und ungefähr ebensoviel von einer Rußschicht für dieselbe Strahlung. Da die genaue Kenntnis des Reflexionsvermögens der als Empfänger der Wärmestrahlen benutzten Flächen nun für die absoluten Strahlungsmessungen wichtig ist, so ist das Reflexionsvermögen solcher Flächen im Ultrarot nach einer von Herrn Prof. Paschen vorgeschlagenen Methode[3]) bestimmt worden. Die Resultate dieser Messungen für Ruß- und Platinmoorschichten mögen hier kurz mitgeteilt werden.

Die Methode besteht in der Messung der Galvanometerausschläge, erstens, wenn Strahlen direkt auf eine Thermosäule fallen, und zweitens, wenn sie erst auf die zu untersuchende Fläche fallen, von der das nach allen Richtungen reflektierte Licht durch eine polierte Hohlkugel aus Neusilber auf die Thermosäule abgebildet wird. Die schwarze Fläche war neben dem Spalte der Thermosäule, welcher sich unmittelbar vor den bestrahlten Lötstellen befand, befestigt. Ein Hohlspiegel warf Licht von einem beleuchteten Spalte durch eine schmale in die Hohlkugel geschnittene Öffnung, und entwarf ein Bild desselben auf dem Spalte der Thermosäule, der etwas aus dem Zentrum der Hohlkugel seitwärts verschoben war. Wenn nun die Thermosäule mit der schwarzen Fläche relativ zur Hohlkugel verschoben wird, bis sie in gleichen Abstand auf die andere Seite des Zentrums kommt, so fällt das Spaltbild jetzt auf die schwarze Fläche, und das reflektierte Licht wird auf der Thermosäule abgebildet sein. Wenn die äußere optische Anordnung geändert wurde, dann wurde die Thermosäule in ihre erste Stellung gebracht und die Hohlspiegel so justiert, bis das Spaltbild auf den Spalt der Thermosäule fiel, welcher von hinten durch ein Fenster gesehen werden konnte. In dieser Weise wurde es erreicht, daß eine Änderung der zwei Lagen der Thermosäule nicht erforderlich war. Diese Lagen waren ein für allemal durch das

1) Ångström, Öfversigt of K. Vetensk-Akad. Förhandl. Stockholm **5**, 283, 1898.

2) Féry, C. R. **148**, 777, 1909.

3) Modifikation des Verfahrens der Spiegelung, durch welches Paschen einen Bolometerstreifen schwärzer gemacht hat. (Ber. Berl. Akad. d. Wiss., 27. April 1899.)

Digitized by Google

Experiment gefunden und wurden dann und wann kontrolliert. Der Betrag der Verschiebung war 2,5 mm; der Durchmesser der Hohlkugel 5 cm.

Um verschieden schwarze Flächen auszutauschen, oder Schirme vor die Thermosäule zu setzen, konnte die Thermosäule mit der Fläche herausgenommen und wieder genau an dieselbe Stelle relativ zur Hohlkugel gestellt werden.

Eine Serie von Langleyschen Blenden, um starke Luftströme zu vermeiden, war vor der Öffnung in der Hohlkugel aufgestellt.

Ein Galvanometerausschlag von 1 mm entsprach einem Strom von $0{,}7 \times 10^{-10}$ Ampere. Die Ausschläge waren proportional dem Strom.

Die Rußschichten waren mit Hilfe einer feinen Flamme einer kleinen Petroleumlampe auf polierte silberne Platten von $^1/_{10}$ mm Dicke aufgetragen und ihre Dicke durch ein Mikroskop nach Beendigung der Versuche gemessen.

Das Reflexionsvermögen wurde für die folgenden Strahlungen, deren Maxima im Ultrarot liegen, bestimmt.

1. Die durch eine 1 cm dicke Wasserschicht durchgelassene Strahlung eines Auerstrumpfes. Durch die Wasserschicht werden Strahlen, deren Wellenlänge größer als 1 μ[1]) ist, absorbiert. Das Maximum der durchgelassenen Strahlung liegt bei 0,8 μ ungefähr.

2. Die Reststrahlen von Gips. Ein paralleles Bündel von einem durch einen Auerstrumpf beleuchteten Spalt wurde von drei Gipsplatten reflektiert und dann auf der Thermosäule abgebildet. Das Maximum liegt bei 8,7 μ[2]).

3. Die Reststrahlen von Flußspat. Die Strahlung von einem Auerstrumpf wurde an drei Flußspatflächen, deren eine ein Hohlspiegel war, reflektiert. Das Maximum dieser Strahlen liegt bei 25,5 μ[3]).

4. Die Reststrahlen von Steinsalz. Die Steinsalzplatten waren genau wie die aus Gips angeordnet. Hierbei wurde eine intensive Quelle, ein Nernstscher Stift, verwendet. Die Reststrahlen waren sehr unrein, aber eine vierte Reflexion machte die Intensität zu klein. Zur Vermehrung der Reststrahlen wurde nach Rubens eine klare 4 mm dicke Steinsalzplatte als Klappe benutzt. Das Maximum der reinen Reststrahlen liegt bei 51,2 μ[4]), in diesem Falle aber etwas nach kleineren Wellenlängen.

Die folgenden einfachen Beobachtungen zeigen roh die Reinheit der verschiedenen Reststrahlen.

1) Paschen, Wied. Ann. **52**, 209, 1894.
2) Aschkinaß, Ann. d. Phys. **1**, 42, 1900.
3) Rubens, diese Zeitschr. **4**, 726, 1903.
4) Rubens u. Aschkinaß, Wied. Ann. **64**, 241, 1898.

	Ausschläge für die Reststrahlen von		
	Gips	Flußspat	Steinsalz
Gesamte Energie	1330	688	100
Die durch 3 mm dickes Glas gelassene Energie . . .	3	0	45
Die durch 2,5 mm dickes Quarz gelassene Energie	7	4	62
Die durch 2,35 cm dickes Steinsalz gelassene Energie	1150	0	65

Für längere Wellen kann das Reflexionsvermögen des Neusilbers, welches von Paschen[1]) bestimmt worden ist, zunächst gleich eins gesetzt werden. Die Korrektion für die Öffnung in der Hohlkugel ist zu vernachlässigen. Außerdem sind noch zwei Korrektionen der Energie, die die Thermosäule empfängt, wenn das von der schwarzen Fläche reflektierte Licht darauf abgebildet ist, zu berücksichtigen. Erstens fällt diffuses Licht direkt auf die Thermosäule. Um dieses zu bestimmen, wurde das Spaltbild im Zentrum der Hohlkugel entworfen, und die Thermosäule in denselben Abstand vom Bilde wie in den Versuchen, nämlich 2,5 mm, gesetzt. Der Betrag des diffusen Lichtes, das auf die Thermosäule fiel, war 0,42 Proz. der Energie des direkten Bildes, und nur unbedeutend anders für die verschiedenen optischen Anordnungen. Zweitens wird die absorbierende Fläche von der darauf fallenden Strahlung erwärmt, da der Ruß die Wärme schlecht leitet. Ihre eigene Strahlung wird auch von der Hohlkugel auf der Thermosäule konzentriert. Die von der erwärmten Fläche ausgestrahlte Energie wurde nach zwei Methoden bestimmt; erstens durch die Absorption dieser Energie allein, und zweitens durch die Absorption der reflektierten Strahlen allein. Ein 0,1 mm dickes Deckglas wurde vor die Thermosäule gesetzt; dieses absorbiert die langwelligen emittierten Strahlen, läßt aber die durch die Wasserschicht gelassene Strahlung durch. Eine 0,5 mm dicke Steinsalzplatte andrerseits läßt jene durch und absorbiert fast alle Flußspatreststrahlen.

Nach meinen Messungen sind folgende gesamte Korrektionen von der ganzen scheinbaren Reflexion abzuziehen:

	für diffuses Licht	für die Wirkung der Erwärmung	Gesamt
0,205 mm dicke Rußschicht	0,42 %	0,95 %	1,37 % der direkten Energie
0,072 mm dicke Rußschicht	0,42 %	0,10 %	0,52 % der direkten Energie
0,016 mm dicke Rußschicht	0,42 %	0,0 %	0,42 % der direkten Energie

1) Paschen, Ann. d. Phys. **4**, 304, 1901.

Digitized by Google

Die Resultate für das Reflexionsvermögen der verschieden dicken Rußschichten sind in der folgenden Tabelle eingetragen.

Wellenlänge	0,205 mm dicke Rußschicht		0,072 mm dicke Rußschicht		0,016 mm dicke Rußschicht	
	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion
0,8 μ	2,17 %	0,80 %	1,20 %	0,68 %	1,10 %	0,68 %
8,7 μ	1,99 %	0,62 %	1,39 %	0,87 %	5,55 %	5,13 %
25,5 μ	2,04 %	0,67 %	2,95 %	2,43 %	3,03 %	2,61 %
51 μ [1]	2,8 %	1,4 %	2,5 %	2,0 %	4,60 %	4,18 %
51 μ [2]	3 %	1,6 %	3,2 %	2,7 %	4,60 %	4,18 %

Platinmoor war auf Silberblech nach der Anweisung von Lummer und Kurlbaum abgeschieden. Bei diesen Flächen war der Erwärmungseffekt unmerkbar (wohl wegen der besseren Wärmeleitfähigkeit).

Für Platinmoorflächen sind die folgenden Resultate gefunden.

Wellenlänge	Platinmoor während 15 Min. abgeschieden		Platinmoor während 3 Min. abgeschieden	
	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion
0,8 μ	0,54 %	0,12 %	0,75 %	0,33 %
8,7 μ	0,98	0,56	3,24	2,82
25,5 μ	1,35	0,93	4,20	3,78
51 μ [1]	1,21	0,79	4	3,6
51 μ [2]	1,5	1,1	4,4	4,0

Als Kontrolle wurde das Reflexionsvermögen eines blanken polierten Silberblechs für die Flußspatreststrahlen in derselben Weise bestimmt und der Wert 94 % gefunden.

1) Steinsalzreststrahlen mit Metallklappe.
2) Steinsalzreststrahlen mit Steinsalzklappe.

Physikalisches Institut Tübingen, 3. März 1910.

(Eingegangen 5. März 1910)

Elementare Elektronensysteme. (Elementary systems of electrons.)

Von H. Bateman.

Wahrscheinlich wird die Konfiguration der Elektronen in einem Atom durch Bedingungen von einfacher geometrischer Natur bestimmt.

Es sei mit jedem Elektron eine Zeit nach irgendeinem Gesetz verbunden; dann kann man es so ansehen, als ob die Lagen der Elektronen zu den ihnen beigelegten Zeiten ein Bild eines Atoms bilden. Es ist ein interessantes Problem, eine Reihe von Bildern eines Atoms zu konstruieren, so daß einige der Elektronen in solcher Lage sind, daß sie aufeinander wirken, wenn zwei Bilder verglichen werden, andererseits so, daß die Wirkung zwischen zwei Elektronen eine wechselseitige ist, wenn man die ganze Reihe der Bilder betrachtet.

Wenn wir annehmen, daß sich eine Störung von einem Elektron zum andern mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzt, und wenn wir mit (x_1, y_1, z_1, t_1), (x_2, y_2, z_2, t_2) Bilder zweier Elektronen bezeichnen, so ist eine notwendige Bedingung[1]) für die Wirkung eines Elektrons auf das andere:

$$(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 = c^2 (t_1 - t_2)^2, \quad (1)$$

wo c die Strahlungsgeschwindigkeit ist. Diese Bedingung läßt sich so deuten, daß man sagt, Kugeln mit den Halbmessern $c(t_2+D)$, $c(t_1+D)$, mit den Mittelpunkten (x_2, y_2, z_2), (x_1, y_1, z_1) berühren einander. Zwei Bilder eines Systems, in denen eine Anzahl von Bedingungen dieser Art erfüllt sind, kann man also erhalten, wenn man eine Anzahl von Kugeln beschreibt, die einander berühren, und in ihre Mittelpunkte Elektronen setzt zu Zeiten, die durch die Kugelhalbmesser bis auf eine willkürliche Konstante bestimmt sind.

Ein Bild eines Systems von besonderem Interesse kann man folgendermaßen erhalten:

Man nimmt zwei konzentrische Kugeln mit den Halbmessern $c(a - \tau)$ bzw. $c(a + \tau)$ und wählt a und τ so, daß man einen geschlossenen Ring von Kugeln mit dem Halbmesser $c\tau$ beschreiben kann, die einander der Reihe nach berühren und auch die beiden anderen Kugeln berühren, wie beim Steinerschen Satz. Eine Reihe von Elektronen möge Bewegungen von der Periode 2τ so ausführen, daß ein Elektron im Mittelpunkte jeder Kugel vom Halbmesser $c\tau$ zu den Zeiten $t - \tau$, $t + \tau$, $t + 3\tau$, ... sei, ferner ein Elektron im Mittelpunkte der

1) Es ist zweifelhaft, ob diese Bedingung hinreichend ist oder nicht. Nach neueren Anschauungen ist die Energiestrahlung sowohl räumlich als zeitlich diskontinuierlich, und wenn die Wirkung eines Elektrons auf ein anderes von einem Energieflusse herrührt, so können zwei benachbarte Elektronen nur dann aufeinander wirken, wenn Energie in der Verbindungsrichtung der beiden Bilder fließt.

Digitized by Google

Kugeln vom Halbmesser $c(a \pm \tau)$ zu den Zeiten $t - a - \tau$, $t - a + \tau$, ... und ein weiteres zu den Zeiten $t + a - \tau$, $t + a + \tau$, ... Dann ist folgendes klar: Wenn wir zwei einander berührende Kugeln vom Halbmesser $c\tau$ nehmen und eines der zugehörigen Elektronen zur Zeit $t - \tau$ und das andere zur Zeit $t + \tau$ betrachten, dann ist das erste in einer solchen Lage, daß es eine Störung hervorbringt, welche das zweite Elektron zur Zeit $t + \tau$ berühren wird; ferner ist das zweite zu dieser Zeit in solcher Lage, daß es eine Störung hervorbringt, welche das erste zur Zeit $t + 3\tau$ erreichen wird. Soweit die Geometrie in Frage kommt, können die Elektronen wechselseitig so aufeinander wirken, daß Wirkung und Gegenwirkung entgegengesetzt gleich, aber durch ein Zeitintervall 2τ voneinander getrennt sind.

Wenn wir andererseits beide Elektronen zu derselben Zeit $t - \tau$ betrachten und sie mit (x_1, y_1, z_1, t_1), (x_2, y_2, z_2, t_2) bezeichnen, so wird die Bedingung

$$\left.\begin{aligned}(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 \\ - c^2 (t_1 - t_2)^2 = \text{const.}\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

erfüllt. Diese Bedingung können wir als eine Bedingung für die Starrheit ansehen[1]).

Die Bedingungen (1) und (2) sind auch bei den Elektronen erfüllt, die sich in den Mittelpunkten eines Kugelpaares mit den Halbmessern $c\tau$ bzw. $c(a + \tau)$ befinden.

Wenn wir das eben beschriebene Elektronensystem ein elementares System in stationärer Bewegung nennen, so können wir ein entsprechendes elementares System in quasi gleichförmiger Bewegung erhalten, wenn wir eine Lorentzsche Transformation anwenden. Die Bedingungen (1) und (2) sind bei dieser Transformation invariant und werden daher in dem System in quasi-gleichförmiger Bewegung erfüllt.

Die Bedingung (1) ist invariant für eine Gruppe von Transformationen, die allgemeiner ist als die von Lorentz und Einstein. Die in Rede stehende Gruppe ist isomorph mit der Gruppe konformer Transformationen in einem vierdimensionalen Raume und besitzt die bemerkenswerte Eigenschaft, daß die Grundgleichungen der Elektronentheorie für jede Transformation der Gruppe invariant sind[2]).

Nehmen wir an, daß der Bewegungszustand eines elementaren Systems, nachdem es heftig gestört worden ist und sich von der Erschütterung wieder erholt hat, aus dem früheren Zustande durch eine Transformation erhalten wird, bei welcher die elektrodynamischen Gleichungen ihre Form unverändert beibehalten, so können durch geeignete Transformationen eine Reihe neuer Typen elementarer Systeme bestimmt werden, aber im allgemeinen wird die Bedingung für die Starrheit (2) nicht erfüllt. Da indessen die Transformationen, bei denen die Bedingung (1) erfüllt wird, eine Gruppe bilden, so ist es möglich, daß das Produkt einer Anzahl Transformationen, bei denen (2) nicht invariant ist, eine Transformation vom Lorentzschen Typus bildet und dann ist (2) für die Gesamttransformation invariant. Wenn daher unser elementares System nach einer Anzahl von Erschütterungen wieder auf einen gleichförmigen Bewegungszustand zurückgebracht wird, so ist die Starrheitsbedingung (2) wieder erfüllt[1]).

Es ist zu bemerken, daß die Transformationen, bei denen (1) invariant ist, nicht die einzigen sind, bei denen die Form der Grundgleichungen der Elektronentheorie ungeändert bleibt. Sind (g_x, g_y, g_z) die Komponenten des Poyntingschen Vektors, so kann man eine Transformation, bei welcher

$$\begin{gathered}\lambda(dx^2 + dy^2 + dz^2 + c^2 dt^2) \\ + p[(g_x dx + g_y dy + g_z dz)^2 - g' dt^2] \\ = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 - c^2 dt'^2, \\ D[(g_y dz - g_z dy)^2 + (g_x dz - g_z dx)^2 \\ + (g_x dy - g_y dx)^2] \\ = (g'_y dz' - g'_z dy')^2 + (g'_x dz' - g'_z dx')^2 \\ + (g'_x dy' - g'_y dx')^2, \\ g' = g_x^2 + g_y^2 + g_z^2\end{gathered}$$

ist, benutzen, um das gegebene elektrodynamische Feld in ein anderes zu transformieren, sodaß die Richtungen Poyntingscher Vektoren in korrespondierenden Punkten einander entsprechen[2]).

1) Eine Definition der Starrheit, die mit dem Relativitätsprinzip in Einklang steht, hat Max Born, (Ann. d. Phys. (4) **30**, 1, 1909) gegeben.

2) Siehe die Arbeiten von E. Cunningham und mir: Proc. London Math. Soc. 1910.

1) Es ist indessen möglich, daß sich der Wert der Konstanten τ ändert.

2) Proc. London Math. Soc. 1910.

Einen besonderen Transformationstypus erhält man, wenn man

$$\alpha(dV^2 - c^2 dt^2) = d^2V'^2 - c^2 dt'^2,$$
$$\beta(dx^2 + dy^2 + dz^2 - dV^2) = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 - dV'^2$$

setzt, wo α, β, V Funktionen von (x, y, z, t) sind und

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2 = 1,$$
$$\left(\frac{\partial V'}{\partial x'}\right)^2 + \left(\frac{\partial V'}{\partial y'}\right)^2 + \left(\frac{\partial V'}{\partial z'}\right)^2 = 1$$

ist. Der Energiefluß ist normal zu den Oberflächen $V = \text{const.}$ Die Formeln, welche die elektrischen und magnetischen Vektoren in den beiden Koordinatensystemen miteinander verbinden, lauten:

$$\begin{gathered}\mathfrak{E}_x = \mathfrak{E}'_x \frac{\partial(y', z')}{\partial(y, z)} + \mathfrak{E}'_y \frac{\partial(z', x')}{\partial(y, z)} + \mathfrak{E}'_z \frac{\partial(x', y')}{\partial(y, z)} \\ \mp c\mathfrak{H}'_x \frac{\partial(x', t')}{\partial(y, z)} \mp c\mathfrak{H}'_y \frac{\partial(y', t')}{\partial(y, z)} \mp c\mathfrak{H}'_z \frac{\partial(z', t')}{\partial(y, z)}, \\ + c\mathfrak{H}_x = \mathfrak{E}'_x \frac{\partial(y', z')}{\partial(x, t)} + \mathfrak{E}'_y \frac{\partial(z', x')}{\partial(x, t)} + \mathfrak{E}'_z \frac{\partial(x', y')}{\partial(x, t)} \\ \mp c\mathfrak{H}'_x \frac{\partial(x', t')}{\partial(x, t)} + c\mathfrak{H}'_y \frac{\partial(y', t')}{\partial(x, t)} + c\mathfrak{H}'_z \frac{\partial(z', t')}{\partial(x, t)},\end{gathered}$$

Digitized by Google

Streng genommen hängt daher der Typus der Transformation, die uns gestattet, eine spätere Bewegung eines Systems aus einer früheren zu erhalten, von der Richtung des Energieflusses in dem ursprünglichen Systeme ab. In dem Falle eines elementaren Systems in stationärer Bewegung, wo wir es mit einer periodischen Bewegung von sehr kleiner Periode zu tun haben, können wir die Richtung des Energieflusses als unbestimmt ansehen, denn wir können den Energiefluß im Punkte (x, y, z) zur Zeit t für alle Zwecke so ansehen, als erfolge er nach allen Richtungen, in denen im Intervall 2τ ein Energiefluß stattfindet. Die anzuwendende Transformation wird in erster Annäherung von dem Energiefluß unabhängig sein. Die Transformationen, die man anwenden kann, um irgendein elektrodynamisches Feld in ein anderes zu transformieren, sind nun charakterisiert durch eine Beziehung vom Typus

$$\lambda (dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2) = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 - c^2 dt'^2,$$

wo λ irgendeine Funktion von (x, y, z, t) ist, und sie besitzen die Eigenschaft, daß die Bedingung (1) invariant ist. Dann ist es vernunftgemäß, diese Transformationen als die wahrscheinlichsten zu betrachten, welche einen zukünftigen Zustand eines elementaren Systems mit einem gegebenen verknüpfen.

Andere elementare Systeme in stationärer Bewegung kann man erhalten, wenn man geeignete Systeme einander berührender Kugeln konstruiert. Ein einfaches System von einigem Interesse erhält man, wenn man vier einander berührende gleiche Kugeln so anordnet, daß ihre Mittelpunkte in den Ecken eines regelmäßigen Tetraeders liegen und zwei sie alle berührende konzentrische Kugeln beschreibt. Dann nimmt man an, daß ein Elektron sich im Mittelpunkte der einzelnen Kugeln in gleichen Zeitintervallen 2τ befindet.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 7. März 1910.)

---

wo die oberen Vorzeichen gelten, wenn die Achsen in jedem Falle ein rechtshändiges System bilden. Die Formeln, welche die Volumendichten der Elektrizität und die Geschwindigkeitskomponenten miteinander verbinden, lauten:

$$\varrho w_x = \varrho' w'_x \frac{\partial (y', z', t')}{\partial (y, z, t)} + \varrho' w'_y \frac{\partial (z', x', t')}{\partial (y, z, t)} + \varrho' w'_z \frac{\partial (x, y', t')}{\partial (y, z, t)} - \varrho' \frac{\partial (x', y', z')}{\partial (y, z, t)},$$

$$-\varrho = \varrho' w' \frac{\partial (y', z', t')}{\partial (y, z, x)} + \varrho' w'_y \frac{\partial (z', x', t')}{\partial (y, z, x)} + \varrho' w'_z \frac{\partial (x', y', t')}{\partial (y, z, x)} - \varrho' \frac{\partial (x', y', z')}{\partial (x, y, z)}.$$

Diese Gleichungen scheinen für jede Transformation zu gelten, welche die Grundgleichungen der Elektronentheorie invariant läßt.

Die anfängliche beschleunigte Bewegung elektrisch geladener Systeme von endlicher Ausdehnung und die Reaktion infolge der dabei auftretenden Strahlung.
(The Initial Accelerated Motion of Electrified Systems of Finite Extent, and the Reaction produced by the Resulting Radiation.)

Von George W. Walker[1]).

Wenn man die genauen Bewegungsgleichungen eines dynamischen Systems kennt, so ist es im allgemeinen möglich, nach einem ganz bekannten Verfahren die anfängliche Art des Übergangs aus einem stationären in einen variablen Zustand zu bestimmen, selbst dann, wenn die Grundgleichungen sich im allgemeinen Falle nicht vollkommen integrieren lassen. Den Hauptgegenstand der vorliegenden Untersuchung bildete der Nachweis, daß dasselbe Verfahren auf die Bewegungsgleichungen endlicher elektrisch geladener Systeme anwendbar ist. Dabei habe ich beständig im Auge behalten, daß die Ergebnisse auf die Frage nach der elektrischen Trägheit der „Elektronen" anwendbar sein würden, und es schien mir nicht wünschenswert, irgendwelche durch die außerordentliche Kleinheit des elektrisierten Systems begründete Annäherungen einzuführen.

Die verschiedenen bisher angewandten Ausdrücke für die elektrische Trägheit von „Elektronen" mit Geschwindigkeiten, die jener der Strahlung vergleichbar sind, beruhen meiner Ansicht nach ausnahmslos auf der Betrachtung der Energie eines Ruhezustands. Das „quasi-stationäre" Prinzip nimmt an, daß es möglich ist, zutreffende Schlüsse über die Bewegung eines leicht gestörten Systems zu ziehen, wenn die Energie in einem stetigen Zustande bekannt ist. Die logische Unrichtigkeit dieser Annahme ist allgemein anerkannt worden, doch scheint man gehofft zu haben, daß die Schlußfolgerungen nicht weit von der Wahrheit abweichen würden. Das Prinzip enthält zwei Fehler: **1.** Es enthält praktisch den Fehler, daß ein Ausdruck differentiiert wird, der nur für einen stationären Zustand gilt. **2.** Es enthält die fehlerhafte Annahme, daß das gewöhnliche

---

1) Auszug aus einer Mitteilung an die Royal Society, London. Vorgelegt durch Sir J. Larmor am 27. Januar 1910. (Eingegangen 17. Dezember 1909.)

Digitized by Google

Verfahren, eine Bewegungsgleichung zu erhalten, gültig sein soll, wenn es sich ergibt, daß die Energie eines stationären Zustands höhere Potenzen der Geschwindigkeit enthält als das Quadrat. Natürlich kann es vorkommen, daß man ein richtiges Resultat erhält, aber die Richtigkeit wird nur durch ein richtiges Verfahren bewiesen. Die Möglichkeit des Versagens des quasi-stationären Prinzips läßt sich leicht durch die Betrachtung eines dynamischen Falles dartun. Wenn sich ein fester Körper in einem Gase bewegt, so bringt jegliche Änderung seiner Geschwindigkeit eine Störung hervor, die in das Gas hineingestrahlt wird. Gerade diese Störung nun wird im quasi-stationären Prinzip vernachlässigt, denn die Energie dieser Störung ist nicht eigentlich in der Energie eines stationären Zustands enthalten. Im elektrischen Falle tritt eine ähnliche Störung auf, aber im Gegensatze zu dem dynamischen Beispiele stellt hier die Bewegung in dem Medium den vorherrschenden Einfluß dar.

Es erscheint klar, daß man, um richtige Resultate zu erhalten, von Grundgleichungen nach einem Verfahren ausgehen muß, das ich als das Newtonsche bezeichnen möchte, um mit dessen Hilfe Bewegungsgleichungen aufzustellen. Das Verfahren von Love zur Analyse elektrischer Schwingungen an einer Kugel lieferte die erforderliche Angriffswaffe für dieses Verfahren.

Die Ergebnisse zeigen, daß die anfängliche Bewegung aus der Ruhe im Falle einer elektrisierten Kugel von zwei linearen Gleichungen beherrscht wird. Unter gewissen Beschränkungen führen diese zu der von Lorentz aufgestellten einen Bewegungsgleichung eines „Elektrons". Sie umfassen somit die Bedingungen, unter denen seine Gleichung gilt, besitzen aber eine größere Allgemeinheit, was für optische Anwendungen wichtig wird.

Beim Übergang zum Falle einer Störung durch die stetige Bewegung mit großer Geschwindigkeit entstand eine Schwierigkeit in betreff der Oberflächenbedingungen. Es handelte sich darum, ob die tangentiale Komponente der elektrischen Kraft im Äther oder der elektrodynamischen Kraft an einer Trennungsfläche zwischen einem geladenen Körper und dem freien Äther kontinuierlich sei. Es erwies sich als unmöglich, zu einem bestimmten Schlusse darüber zu gelangen, was richtig sei. Für und wider jede der beiden Ansichten scheinen Gründe zu sprechen; ich habe deshalb die Folgerungen aus jeder dieser Bedingungen untersucht. Benutzt man die erste dieser Bedingungen, so bestätigt das neue Verfahren den Thomsonschen Ausdruck für die transversale Trägheit; unter Zugrundelegung der zweiten Bedingung dagegen finden wir den Ausdruck von Abraham für die longitudinale Trägheit einer „starr" elektrisierten Kugel bestätigt, indessen nicht seinen Ausdruck für die transversale Trägheit. Diese Ergebnisse für eine leitende Kugel habe ich mit den Ergebnissen verglichen, die Kaufmann auf experimentellem Wege für Becquerelstrahlen gefunden hat. Die Analyse der Versuche zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit der Thomsonschen Formel, dagegen eine minder gute Übereinstimmung mit der Abrahamschen Formel oder mit dem durch die neue Methode bestätigten korrigierten Ausdruck. Es scheint indessen aus den Kaufmannschen Versuchen hervorzugehen, daß ein beträchtlicher Teil der Trägheit von der gewöhnlichen Art ist.

Ich habe die Methode auf die beschleunigte geradlinige und rotierende Bewegung geladener isolierender Kugeln bei geringen Geschwindigkeiten angewendet. Ich habe dargetan, daß, wenn m' die anfängliche elektrische Trägheit bei geradliniger Bewegung ist, daß dann die Anordnung von $^1/_2\ m'$ im Kugelmittelpunkte und eine gleichmäßige Verteilung von $^1{}_2\ m'$ auf der Oberfläche den Trägheitseffekt bei der Drehbewegung ergibt.

Gehen wir zur Schwingungsbewegung über, so haben wir noch zwei lineare Gleichungen zur Bestimmung der Bewegung eines geladenen Leiters und vier lineare Gleichungen für den Fall eines geladenen Isolators. Die Untersuchung zeigt mehrere neue Eigentümlichkeiten, die eine Bedeutung für das Problem der Fluoreszenz zu haben scheinen. Es scheint, daß ein geladenes Teilchen unter dem Einflusse einer auffallenden periodischen Strahlung die Strahlung in einem gewissen Wellenlängenbereiche absorbiert und sie außerhalb dieses Bereichs einfach ausstrahlt. Allgemeine Zerstreuung der auffallenden Strahlung hat keine besondere Bedeutung, aber die Möglichkeit der Absorption läßt einen interessanten Punkt hervortreten. Die Energieansammlung kann nicht unbegrenzt fortgehen, und es muß eine Neuemission hinzukommen, obschon die Gleichungen nicht erkennen lassen, wie. Zweifellos hört die erste Annäherung auf, hinlänglich genau zu sein. Es ist interessant, daß nach den gegenwärtigen Schätzungen vermutlich nur positiv geladene Ionen von molekularen Dimensionen beobachtbare Wirkungen hervorbringen.

Schließlich habe ich den Einfluß der Geschwindigkeit eines bewegten Systems auf die Frequenz und die Dämpfung der Grundschwingungen betrachtet. Die Resultate weisen auf die Möglichkeit einer Bedeutung für das Problem des Leuchtens hin.

Digitized by Google

Anmerkung: Die Arbeit war gegen Ende 1907 praktisch abgeschlossen, doch hat sich die Veröffentlichung durch Gründe privater Natur verzögert. In der Zwischenzeit habe ich den Vorzug gehabt, mit Sir Joseph Larmor über die in Betracht kommenden Punkte sprechen zu können. Er ist zwar keineswegs für irgendeine der in dieser Arbeit zum Ausdruck kommenden Anschauungen irgendwie verantwortlich, aber seine wertvollen Anregungen und kritischen Bemerkungen haben mir die Möglichkeit gegeben, manche Unklarheiten in der Arbeit zu beseitigen. Ich möchte daher meinen Dank für sein Interesse und seine Anregung hier aussprechen.

(Nach Korrekturbogen der Proc. Roy. Soc., London, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Februar 1910.)

Über die Radioaktivität der Quellen von Bad Dürkheim a. d. Haardt.

Von M. Levin.

Im Jahre 1907 hat E. Ebler[1]) eine Untersuchung über die Radioaktivität der Maxquelle in Bad Dürkheim a. d. Haardt angestellt, nach der das Wasser dieser Quelle außer Radium einen noch unbekannten radioaktiven Stoff enthält. Dieser Stoff reichert sich „in der beim Salinenbetrieb in Dürkheim erhaltenen Mutterlauge, welche als Material für Solbäder in den Handel kommt", an und Ebler glaubt Anhaltspunkte für die Annahme zu haben, daß diese „Substanz nicht Radium, sondern ein anderes von Radium und auch von Thorium und Uranium verschiedenes radioaktives Element enthält, das seinem chemischen Charakter nach zur Gruppe der Alkalien gehört". In einem Vortrage, gehalten auf der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte 1909[2]), hat Ebler die Ansicht ausgesprochen, daß die Radioaktivität der Alkalimetalle nicht auf einer spezifischen Radioaktivität der Kalium- und Rubidiumverbindungen beruhe, sondern daß es ein sechstes noch höheratomiges Alkalimetall als das Cäsium gäbe, das in spurenhafter Beimischung die Radioaktivität seiner nächsten Verwandten, der übrigen Alkalimetalle, bedinge. Dieses Alkalimetall hofft er in der von ihm im Dürkheimer Wasser aufgefundenen Substanz isolieren zu können.

1) E. Ebler, Verhandl. des Naturhistorisch-mediz. Vereins zu Heidelberg, N. F. **9**, 87, 1907.

2) Ber. d. Deutschen Physikal. Gesellschaft **11**, 526, 1909; vgl. auch den Bericht über einen von E. Ebler gehaltenen Vortrag, Zeitschr. f. angew. Chem. **21**, 2060, 1908.

Gründe, welche gegen die von Ebler vertretene Auffassung der Radioaktivität der Alkalimetalle sprechen, sind von M. Levin und R. Ruer in einer Arbeit über die Radioaktivität der gewöhnlichen Materie[1]) angeführt worden. Im folgenden wird über einen Versuch berichtet, durch eine Untersuchung des Dürkheimer Wassers näheren Aufschluß über die Existenz eines hochatomigen radioaktiven Alkalimetalls zu erhalten.

Als Material zur Untersuchung dienten 10 Liter von der Bad- und Salinenverwaltung von Bad Dürkheim bezogener Mutterlauge, in welcher sich nach der oben angeführten Bemerkung Eblers der unbekannte Stoff in konzentrierterer Form findet.

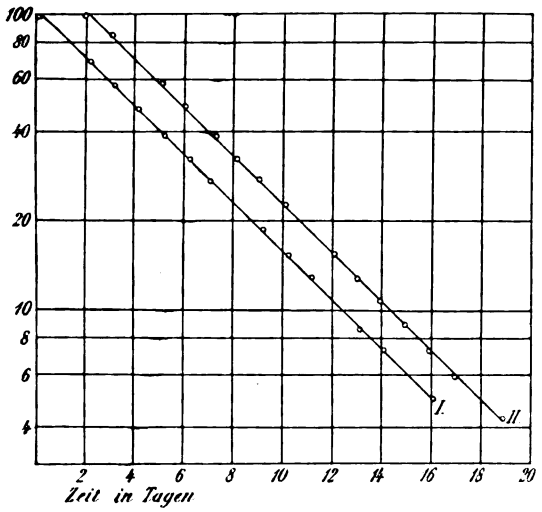
Das Dürkheimer Quellwasser gibt eine Emanation ab, deren Abklingung Ebler in der Weise untersucht hat, daß in sorgfältig abgefüllten und verschlossen aufbewahrten Wasserproben von je 1 Liter, von denen der Zeitpunkt der Entnahme genau notiert war, zu verschiedenen Zeiten die noch vorhandene Menge Emanation festgestellt wurde. Für die Zerfallsperiode der Emanation erhielt Ebler im Mittel den Wert 4,34 Tage. Die in der Literatur für die Periode der Radiumemanation angegebenen Zahlen schwanken zwischen den Werten 3,72 und 3,99 Tagen. Nach den sehr sorgfältigen Messungen von G. Rümelin[2]) ist der Wert für die Zerfallsperiode der Radiumemanation sicher kleiner als 3,80 Tage und liegt wahrscheinlich in der Nähe von 3,75 Tagen. Der von Ebler erhaltene ist also erheblich höher als die bisher für die Zerfallsperiode der Radiumemanation unter normalen Bedingungen erhaltenen Werte; dieses Ergebnis ist von Ebler durch die erwähnte Annahme einer noch nicht bekannten Emanation von größerer Lebensdauer als die der Radiumemanation gedeutet worden.

Die Messung der Zerfallsgeschwindigkeit der von der Dürkheimer Mutterlauge abgegebenen Emanation wurde von mir nach einer von der Eblerschen abweichenden Methode ausgeführt. Die Mutterlauge wurde während eines Zeitraums, der zwischen 0,76 und 8 Tagen schwankte, in einem geschlossenen Gefäße sich selbst überlassen. Die während dieser Zeit sich ansammelnde Emanation wurde dann mit Hilfe eines durch die Flüssigkeit hindurchperlenden Luftstromes in ein evakuiertes Elektroskop gebracht, das nach Herstellung des Atmosphärendrucks geschlossen wurde. Die Aktivität der in dem Elektroskop eingeschlossenen Emanation wurde in der üblichen Weise gemessen.

1) Diese Zeitschr. **10**, 576, 1909.

2) G. Rümelin, diese Zeitschr. **8**, 803, 1907.

Digitized by Google



Die Resultate zweier Versuchsreihen sind in der Figur wiedergegeben, in der als Abszissen die Zeit in Tagen, als Ordinaten die Logarithmen der Aktivität aufgetragen sind. Die Zeit der Ansammlung der Emanation betrug bei diesen Beispielen 7 bzw. 8 Tage. Wie die Figur erkennen läßt, fällt die Aktivität der Emanation nach einem Exponentialgesetz ab, von dem sich auch bei den kleinsten gemessenen Werten von etwa 5 Proz. der Anfangsaktivität keine Abweichung zeigt. Für die Periode der Emanation ergeben sich durch graphische Auswertung aus diesen beiden Versuchsreihen die Werte 3,71 bzw. 3,73, im Mittel 3,72 Tage. Die übrigen nicht ausführlich mitgeteilten Versuche gaben Resultate, die hiermit nahe übereinstimmten.

Die aus der Mutterlauge erhaltene Emanation rührt also von Radium her, und es fand sich keine Andeutung für das Vorhandensein einer Emanation, deren Lebensdauer größer wäre als die des Radiums. Die Aussicht, daß durch eine längere Aufspeicherung der Emanation die Nichtexistenz einer langlebigen Emanation mit größerer Sicherheit hätte nachgewiesen werden können, erscheint sehr gering, wenn man bedenkt, daß bereits 50 Proz. der Maximalmenge der Emanation gebildet werden, wenn man die emanierende Lösung einen Zeitraum von der Größe der Zerfallsperiode sich selbst überläßt, und daß die langlebigere Emanation, wenn sie im Anfange nur wenige Prozente der Gesamtaktivität ausgemacht hätte, die Endwerte der Messungsreihen doch erheblich hätte vergrößern müssen.

Worauf der von Ebler beobachtete größere Wert zurückzuführen, ob er z. B. vielleicht mit der Beobachtung von Rutherford zu verknüpfen ist, daß man durch fraktionierte Destillation flüssiger Radiumemanation Emanation erhält, die ihre Aktivität mit einer Periode von mehr als 4 Tagen verliert, ist durch die obigen Versuche, da sie keine Andeutung für einen langsameren Zerfall erkennen ließen, nicht zu entscheiden.

Bei der Untersuchung des von der Emanation der Dürkheimer Quellen gebildeten aktiven Niederschlags erhielt Ebler Zerfallskurven, deren unregelmäßige Abweichungen von der Zerfallskurve des aktiven Niederschlags des Radiums möglicherweise durch Versuchsfehler erklärt werden können. Bei den von mir ausgeführten Versuchen zeigte die Aktivität, nachdem die Emanation in das Elektroskop eingeführt war, die für den aktiven Niederschlag des Radiums charakteristische Form der Zunahme und nach dem Ausblasen der Emanation das entsprechende Abklingen. Mit Rücksicht auf die über die Zerfallsperiode der Emanation gemachten Angaben glaube ich von der Mitteilung von Zahlen über den Zerfall des aktiven Niederschlags absehen zu dürfen.

Bei dem Versuch, die in der Mutterlauge enthaltene radioaktive Substanz chemisch abzuscheiden, hat Ebler die bemerkenswerte Beobachtung gemacht, daß bei der Fällung der in der Mutterlauge enthaltenen Erdalkalimetalle durch Schwefelsäure der Niederschlag nicht radioaktiv ist. Da die Bedingungen, unter denen die Aktivität eines festen radioaktiven Präparats zur Messung gelangt, nicht die gleichen sind, unter denen die Strahlen einer Emanation im Gaszustande zur Wirksamkeit gelangen, weil in dem einen Fall mit einer großen, im anderen mit einer sehr geringen Absorption der Strahlen gerechnet werden muß, wurde der Versuch der Ausfällung der Sulfate in folgender Weise wiederholt. Die Emanation von etwa 500 ccm Mutterlauge wurde in das Elektroskop eingeführt und ihre Maximalaktivität gemessen. Sodann wurden die Erdalkalimetalle mit überschüssiger Schwefelsäure gefällt; nachdem das Filtrat eine Zeitlang sich selbst überlassen war, wurde die Emanation auf ihre Aktivität untersucht. Unter Berücksichtigung der Zeiten, während welcher die Emanation sich hatte ansammeln können, ergab sich, daß die Stärke der Aktivität durch die Ausfällung der Sulfate praktisch nicht geändert worden war.

Da, wie oben gezeigt wurde, die Mutterlauge Radium enthält, ergibt sich also das Resultat, daß das Radium von den Sulfaten der in der Mutterlauge enthaltenen Erdalkalimetalle nicht mitgerissen wird.

In der Mutterlauge finden sich nach Bunsen, wie Ebler anführt, von den Erdalkalien nur Strontium, Kalzium und Magnesium. Barium ist selbst in 10 Litern Maxquellenwasser nicht nachweisbar. Es lag nun nicht fern, zu ver-

Digitized by Google

suchen, ob das Radium in Lösung bleibt, wenn ein Zusatz eines Bariumsalzes in Form des Sulfats aus der Mutterlauge gefällt wird. Zu der Lösung, aus welcher die in ihr ursprünglich vorhandenen Erdalkalimetalle bereits entfernt waren, wurde daher etwas Bariumchlorid hinzugesetzt und ein Überschuß von Schwefelsäure hinzugefügt. Das Gewicht des erhaltenen Niederschlags betrug etwa den zehnten Teil von dem des ursprünglichen Niederschlags; beide waren vor der Wägung im Trockenschranke getrocknet worden.

Die von dem Bariumsulfat abfiltrierte Lösung wurde nach einiger Zeit auf ihren Emanationsgehalt untersucht. Die Aktivität der von der Lösung abgegebenen Emanation war so gering, daß sie innerhalb der geringen Schwankungen lag, welchen der natürliche Ladungsverlust des Elektroskops ausgesetzt war. Jedenfalls betrug sie weniger als 1 Proz. der Aktivität, welche mit der ursprünglichen Lösung erhalten war. Das Radium war also quantitativ mit dem Bariumsulfat aus der Lösung entfernt worden. Hieraus geht hervor, daß es nicht erlaubt ist, die Tatsache, daß die in der Mutterlauge vorhandenen Erdalkalimetalle nach ihrer Fällung als Sulfate das Filtrat aktiv zurücklassen, als Argument für den Schluß zu verwenden, daß in der Mutterlauge nicht Radium, sondern ein hochatomiges Erdalkalimetall vorhanden sei.

Auf einige vom chemischen Standpunkt aus interessierende Fragen, die sich an das auffallende Verhalten des Radiums anknüpfen, soll hier nicht eingegangen werden.

Göttingen, Institut für physikalische Chemie, 12. März 1910.

(Eingegangen 14. März 1910)

Über den Verlauf der Dispersion im elektrischen Spektrum von Benzol, Toluol und Azeton.

Von A. R. Colley[1]).

I. Messungen in Benzol und Toluol. Die Anordnung der Messungen.

Die Messungen in Benzol und Toluol bieten keinerlei Schwierigkeiten und bei Beobachtung einer ausreichenden Anzahl von Knoten kann die Größe des Brechungsindex leicht bis auf hundertstel Prozent genau bestimmt werden.

Bei solchen genauen Messungen müßte man aber bei Flüssigkeiten, deren Brechungsindex 1,5 ist, meterlange Tröge verwenden, man wäre daher auf das Experimentieren mit sehr großen Flüssigkeitsmengen angewiesen, was aus praktischen Gründen nicht immer möglich erscheint. In dieser Abhandlung sind deswegen Messungen in verhältnismäßig kurzen Trögen beschrieben, bei welchen nur die Lagen des ersten und zweiten Knotens bestimmt werden konnten. Die Messungen des Brechungsindex wurden aus der Bestimmung der Lage des ersten und zweiten Knotens relativ zur Flüssigkeitsgrenze erhalten, da, abgesehen davon, daß in solchem Falle die Größe des Brechungsindex exakter erhalten werden kann, dieses Messungsverfahren, wie es in einer früheren Abhandlung[1]) gezeigt wurde, unbedingt notwendig erscheint, falls das Vorkommen von Dispersionsbanden nicht ausgeschlossen ist. Bei solcher Messungsmethode muß bei Berechnung des Brechungsindex aus den bestimmten Knotenlagen die Größe der Brückenverkürzung bekannt sein. Dieselbe wurde näherungsweise bei den Messungen in Benzol, bei welchen der Abstand zwischen den Drähten gleich 1 cm war und Plattenbrücken benutzt wurden, gleich 2,4 mm gesetzt (für Luft ist die Brückenverkürzung 2,5, für Azeton 2,0 mm). Die weiteren Messungen ergaben aber, daß die erforderliche Korrektion sich in folgender Weise genau bestimmen läßt.

Aus Messungen in Benzol, bei welchen die oben angegebene Korrektion vorläufig gebraucht wurde, folgt, daß in einem gewissen Wellenintervall Benzol keine Dispersion besitzt, was daraus geschlossen wurde, daß die Wellenlängen, die aus den Lagen des ersten und zweiten Knotens berechnet sind, sehr nahe gleich sind, und für verschiedene Schwingungsperioden dieselbe Größe des Brechungsindex ergeben; berücksichtigt man, daß in diesem Spektrumsintervall die erste und zweite Wellenlänge genau gleich sein müssen, so erscheint es möglich auf Grund aller Messungen, die sich auf diesen Spektrumteil beziehen, die Korrektion genau zu bestimmen; die auf diese Weise erhaltene Korrektion ist bei der Berechnung aller unten angeführten Resultate zugrunde gelegt. Sie erwies sich der Größe nach derjenigen, die man als vorläufige gebrauchte, als sehr naheliegend. Was die Genauigkeit der erhaltenen Resultate betrifft, soweit dieselbe von der Genauigkeit der Bestimmung der einzelnen Knoten abhängt, so übersteigt der Fehler schon bei Bestimmungen des Brechungsindex aus der Lage des zweiten Knotens nicht 0,1 bis 0,2 Proz., da der Fehler in der Bestimmung der Lage des einzelnen Knotens weniger als 0,3 bis 0,5 mm, die Länge der Halbwelle in Flüssig-

1) Unter Mitwirkung des Verfassers aus dem Russischen übersetzt aus dem Journ. d. russ. phys. Ges. **40**, 228, 1908.

1) Diese Zeitschr. **10**, 657, 1909. In der vorliegenden Abhandlung sind alle Bezeichnungen der zitierten Abhandlung beibehalten, die weiter als „Abhandlung III" bezeichnet werden soll.

Digitized by Google

keit von der Größe von 200 mm ist. Zur Erzielung möglichst präziser Messungen ist sorgfältig darauf zu achten, daß 1. die Flüssigkeitsgrenze sich in richtiger Lage befinde, wozu eine möglichst genaue Bestimmung der ersten Knotenlage in Luft erforderlich ist; in den wahren Knoten wird dabei die Vorderwand des Troges (nicht die Flüssigkeitsgrenze) gelegt, weil die Dielektrizitätskonstante des Glases jedenfalls nicht kleiner als die von Benzol und Toluol ist; 2. daß der Nullpunkt des Maßstabes relativ zur Flüssigkeitsgrenze während der ganzen Reihe von Messungen eine unveränderte Lage bewahre.

Viel bedeutendere Fehler (bis 1 Proz.) können aber in die Messungen durch folgende Umstände hineingebracht werden:

I. Bei der Anordnung II ist der Vibrator sowohl mit dem primären System als auch mit dem sekundären gekoppelt. Dadurch kann die Welle des Vibrators eine leichte Verschiebung der ersten Knoten hervorrufen, worauf schon an anderer Stelle hingewiesen wurde[1]). Solche Verschiebungen können aber dadurch vermieden oder wenigstens stark verkleinert werden, daß man die Anordnung I benutzt, wo der Vibrator nur mit dem Primärsystem gekoppelt ist[2]).

II. Bei kurzen Trögen befinden sich die Knoten, deren Lage zu bestimmen ist, unweit der hinteren Flüssigkeitsgrenze. Fällt die hintere Flüssigkeitsgrenze (die Hinterwand des Troges) mit dem Bauch der elektrischen Kraft zusammen, so resoniert das durch die bewegliche Brücke und die hintere Flüssigkeitsgrenze abgegrenzte System auf die Welle des erregenden Systems und die Lagen des ersten und zweiten Knotens werden verschoben[3]). Weitere Messungen haben gezeigt, daß auch solche Fälle vorkommen können, wo nur der erste Knoten falsch liegt, die Lage des zweiten Knotens dagegen nicht verschoben wird und umgekehrt. Diese Erscheinung ist durch die Resonanz des Hinterteiles der Drähte auf die Welle des Vibrators zu erklären. Es ist leicht, sich von der Richtigkeit dieser Erklärung durch den Versuch zu überzeugen: ersetzt man den Vibrator durch einen anderen mit einer kleineren oder größeren Periode, so verschwindet die Verschiebung der Knotenlage, wobei es klar ist, warum nur einer der Knoten verschoben wird. Die Vibratorwelle ist überhaupt der Welle des erregenden Systems nicht gleich, und ist eine Resonanz auf die Vibratorwelle vorhanden, während die Brücke z. B. im ersten Knoten liegt, so wird die Resonanz bei der Verschiebung der Brücke in den zweiten Knoten gestört. Diese möglichen Fehler, die die bedeutendsten und gefährlichsten sind, können jedoch leicht vermieden werden, wenn bei einer bestimmten Wellenlänge des erregenden Systems die Größenverhältnisse des Troges und die Schwingungsperiode des Vibrators passend gewählt werden, oder wenn hinter der beweglichen Brücke eine zweite so aufgelegt wird, daß das durch die Brücken abgeschnittene System weder auf die Welle des erregenden Systems, noch auf die Welle des Vibrators resonieren kann. Solche Kontrollmessungen mit einer aufgelegten Brücke wurden für die Mehrzahl der Bestimmungen des Brechungsindex ausgeführt und sind in den unten angeführten Messungstabellen mit der Anmerkung „mit Brücke" bezeichnet.

Die endgültige Versuchsanordnung war folgende. Die Einrichtung des Systems ist in Abh. I, S. 332 beschrieben und war derart, daß sie es ermöglichte, sowohl zur Anordnung I, wie auch zur Anordnung II leicht überzugehen. Um die Anordnung I zu erhalten, welche bei den Messungen benutzt war, wurde die Brücke B an die Brücke A herangeschoben und in der Luft die verschiebbare Brücke B_1 aufgelegt; als erregendes System erscheint dabei das System AB_1. Die Dimensionen des Troges waren $520 \times 47 \times 80$ mm, die Höhe der Drähte über dem Boden des Troges war 35 mm, die Flüssigkeitshöhe —65 mm, die Seitenwände hatten die Stärke von 3 mm, die Vorder- und Hinterwand eine solche von 1 mm.

Nachdem die Wellenlänge in Luft bestimmt war und die Vorderwand des Troges in die richtige Lage gelegt, wurden die Messungen bei unveränderter Lage des Troges und der anderen Teile der Versuchsanordnung erst in Benzol, dann in Toluol oder umgekehrt vorgenommen. Bei solchem Verfahren beziehen sich die Messungen in der einen und der anderen Flüssigkeit auf identisch gleiche Schwingungszahlen, dabei bietet solche Messungsmethode nicht nur die Vorteile einer bedeutenden Zeitersparnis, sondern auch große Bequemlichkeit beim Vergleich der Dispersionskurven.

Es wurde eine größere Anzahl von Messungen für Toluol als für Benzol gemacht, um aber einzelne Beobachtungspunkte bequem vergleichen zu können, entsprechen gleichen Wellenlängen in der Luft gleiche Nummern in den Tabellen. Die erhaltenen Resultate sind unten angeführt.

1) Abh. I, diese Zeitschr. **10**, 333, 1909.

2) In vielen Beziehungen erscheint es für die Technik genauer Messungen wichtig, den Vibrator durch ein System zu ersetzen, welches im erregenden System Schwingungen durch einen starken „elektrischen Stoß" hervorruft. Auf Grund vorläufiger Versuche scheint mir eine solche Konstruktion praktisch ausführbar.

3) Vgl. Abh. I, l. c. S. 336.

Digitized by Google

Energie offenbar relativ groß zu der des grünen bzw. roten Lichtes und wohl in beiden Fällen ziemlich gleich ist. Da das Verhältnis der Energien für Grün und Rot bei einer gewöhnlichen Platte bedeutend größer ist wie 1 : 2, siehe Tabelle VI, so sind auch die Verhältniszahlen der Tabelle II und damit die Resultate der ersten Arbeit mit Vorsicht aufzunehmen.

Ich ziehe zum Vergleich meine Resultate für weißes Licht heran, die einmal mit der Hefnerlampe und dann mit der Nernstlampe gewonnen sind.

Tabelle IX.

Plattensorte	Schwärzg.	Energie des Lichtes	„weiße" Lichtquelle
Schleußner	$S = 1$	$1160 \cdot 10^{-8}$ Watt/cm²	Hefnerl.
		$773 \cdot 10^{-8}$ „	Nernstl.
Σ	$S = 1$	—	Hefnerl.
		$439 \cdot 10^{-8}$ „	Nernstl.
Perortho	$S = 1$	$816 \cdot 10^{-8}$ „	Hefnerl.
		$615 \cdot 10^{-8}$ „	Nernstl.
Chromo-Isolar	$S = 1$	$2140 \cdot 10^{-8}$ „	Hefnerl.
		$988 \cdot 10^{-8}$ „	Nernstl.

Die Energiewerte für weißes Licht stimmen wenigstens der Größenordnung nach gut mit dem Precht-Stengerschen Werte überein. Danach besitzt die verwandte Platte eine ähnliche Empfindlichkeit wie die Schleußnerplatte.

Aus der Tabelle VIII ist außerdem noch der Einfluß der Temperatur der Lichtquelle zu erkennen. Die Nernstlampe besitzt eine höhere Temperatur wie die Hefnerlampe, ist also auch reicher an kurzwelligen Strahlen, da mit der Temperatur die Intensität der kurzwelligen Strahlen gemäß dem Wienschen Verschiebungsgesetz stark zunimmt. Während für die Energiemessung die intensitätsreicheren langwelligen Strahlen den Ausschlag geben und die Resultate durch eine Intensitätssteigerung im Blau nicht stark beeinflußt werden, wirkt diese Intensitätssteigerung im Blau unverhältnismäßig stark auf die photographische Platte. Infolgedessen muß der Gesamtbetrag der Lichtenergie für weißes Licht mit Zunahme der Temperatur abnehmen. Tabelle VIII zeigt in der Tat, daß bei der Nernstlampe durchweg kleinere Lichtmengen zur Erzeugung gleicher Schwärzung erforderlich sind, wie bei der Hefnerlampe. — Meine Messungen ergeben schließlich noch, daß weißes Licht, das nicht sehr reich an blauen Strahlen ist, wie z. B. das der Hefnerlampe, im Mittel etwa so stark wie grünes Licht vom gleichen Absolutwert auf Bromsilbergelatine wirkt.

Göttingen, den 17. März 1910.

(Eingegangen 19. März 1910.)

Das Reflexionsvermögen schwarzer Flächen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von T. Royds.

Ångström fand im Jahre 1898[1]), daß das Reflexionsvermögen einer dick berußten platinierten Fläche zwischen 0,82 und 1,25 Proz. liegt. Kürzlich dagegen schloß Féry[2]) aus seinen Versuchen, daß 18 Proz. der Strahlung eines auf 100° C befindlichen schwarzen Körpers von einer Platinmoorfläche reflektiert wird und ungefähr ebensoviel von einer Rußschicht für dieselbe Strahlung. Da die genaue Kenntnis des Reflexionsvermögens der als Empfänger der Wärmestrahlen benutzten Flächen nun für die absoluten Strahlungsmessungen wichtig ist, so ist das Reflexionsvermögen solcher Flächen im Ultrarot nach einer von Herrn Prof. Paschen vorgeschlagenen Methode[3]) bestimmt worden. Die Resultate dieser Messungen für Ruß- und Platinmoorschichten mögen hier kurz mitgeteilt werden.

Die Methode besteht in der Messung der Galvanometerausschläge, erstens, wenn Strahlen direkt auf eine Thermosäule fallen, und zweitens, wenn sie erst auf die zu untersuchende Fläche fallen, von der das nach allen Richtungen reflektierte Licht durch eine polierte Hohlkugel aus Neusilber auf die Thermosäule abgebildet wird. Die schwarze Fläche war neben dem Spalte der Thermosäule, welcher sich unmittelbar vor den bestrahlten Lötstellen befand, befestigt. Ein Hohlspiegel warf Licht von einem beleuchteten Spalte durch eine schmale in die Hohlkugel geschnittene Öffnung, und entwarf ein Bild desselben auf dem Spalte der Thermosäule, der etwas aus dem Zentrum der Hohlkugel seitwärts verschoben war. Wenn nun die Thermosäule mit der schwarzen Fläche relativ zur Hohlkugel verschoben wird, bis sie in gleichen Abstand auf die andere Seite des Zentrums kommt, so fällt das Spaltbild jetzt auf die schwarze Fläche, und das reflektierte Licht wird auf der Thermosäule abgebildet sein. Wenn die äußere optische Anordnung geändert wurde, dann wurde die Thermosäule in ihre erste Stellung gebracht und die Hohlspiegel so justiert, bis das Spaltbild auf den Spalt der Thermosäule fiel, welcher von hinten durch ein Fenster gesehen werden konnte. In dieser Weise wurde es erreicht, daß eine Änderung der zwei Lagen der Thermosäule nicht erforderlich war. Diese Lagen waren ein für allemal durch das

1) Ångström, Öfversigt of K. Vetensk-Akad. Förhandl. Stockholm **5**, 283, 1898.

2) Féry, C. R. **148**, 777, 1909.

3) Modifikation des Verfahrens der Spiegelung, durch welches Paschen einen Bolometerstreifen schwärzer gemacht hat. (Ber. Berl. Akad. d. Wiss., 27. April 1899.)

Digitized by Google

Experiment gefunden und wurden dann und wann kontrolliert. Der Betrag der Verschiebung war 2,5 mm; der Durchmesser der Hohlkugel 5 cm.

Um verschieden schwarze Flächen auszutauschen, oder Schirme vor die Thermosäule zu setzen, konnte die Thermosäule mit der Fläche herausgenommen und wieder genau an dieselbe Stelle relativ zur Hohlkugel gestellt werden.

Eine Serie von Langleyschen Blenden, um starke Luftströme zu vermeiden, war vor der Öffnung in der Hohlkugel aufgestellt.

Ein Galvanometerausschlag von 1 mm entsprach einem Strom von $0{,}7 \times 10^{-10}$ Ampere. Die Ausschläge waren proportional dem Strom.

Die Rußschichten waren mit Hilfe einer feinen Flamme einer kleinen Petroleumlampe auf polierte silberne Platten von $^1/_{10}$ mm Dicke aufgetragen und ihre Dicke durch ein Mikroskop nach Beendigung der Versuche gemessen.

Das Reflexionsvermögen wurde für die folgenden Strahlungen, deren Maxima im Ultrarot liegen, bestimmt.

1. Die durch eine 1 cm dicke Wasserschicht durchgelassene Strahlung eines Auerstrumpfes. Durch die Wasserschicht werden Strahlen, deren Wellenlänge größer als 1 μ[1]) ist, absorbiert. Das Maximum der durchgelassenen Strahlung liegt bei 0,8 μ ungefähr.

2. Die Reststrahlen von Gips. Ein paralleles Bündel von einem durch einen Auerstrumpf beleuchteten Spalt wurde von drei Gipsplatten reflektiert und dann auf der Thermosäule abgebildet. Das Maximum liegt bei 8,7 μ[2]).

3. Die Reststrahlen von Flußspat. Die Strahlung von einem Auerstrumpf wurde an drei Flußspatflächen, deren eine ein Hohlspiegel war, reflektiert. Das Maximum dieser Strahlen liegt bei 25,5 μ[3]).

4. Die Reststrahlen von Steinsalz. Die Steinsalzplatten waren genau wie die aus Gips angeordnet. Hierbei wurde eine intensive Quelle, ein Nernstscher Stift, verwendet. Die Reststrahlen waren sehr unrein, aber eine vierte Reflexion machte die Intensität zu klein. Zur Vermehrung der Reststrahlen wurde nach Rubens eine klare 4 mm dicke Steinsalzplatte als Klappe benutzt. Das Maximum der reinen Reststrahlen liegt bei 51,2 μ[4]), in diesem Falle aber etwas nach kleineren Wellenlängen.

Die folgenden einfachen Beobachtungen zeigen roh die Reinheit der verschiedenen Reststrahlen.

	Ausschläge für die Reststrahlen von		
	Gips	Flußspat	Steinsalz
Gesamte Energie	1330	688	100
Die durch 3 mm dickes Glas gelassene Energie . . .	3	0	45
Die durch 2,5 mm dickes Quarz gelassene Energie	7	4	62
Die durch 2,35 cm dickes Steinsalz gelassene Energie	1150	0	65

Für längere Wellen kann das Reflexionsvermögen des Neusilbers, welches von Paschen[1]) bestimmt worden ist, zunächst gleich eins gesetzt werden. Die Korrektion für die Öffnung in der Hohlkugel ist zu vernachlässigen. Außerdem sind noch zwei Korrektionen der Energie, die die Thermosäule empfängt, wenn das von der schwarzen Fläche reflektierte Licht darauf abgebildet ist, zu berücksichtigen. Erstens fällt diffuses Licht direkt auf die Thermosäule. Um dieses zu bestimmen, wurde das Spaltbild im Zentrum der Hohlkugel entworfen, und die Thermosäule in denselben Abstand vom Bilde wie in den Versuchen, nämlich 2,5 mm, gesetzt. Der Betrag des diffusen Lichtes, das auf die Thermosäule fiel, war 0,42 Proz. der Energie des direkten Bildes, und nur unbedeutend anders für die verschiedenen optischen Anordnungen. Zweitens wird die absorbierende Fläche von der darauf fallenden Strahlung erwärmt, da der Ruß die Wärme schlecht leitet. Ihre eigene Strahlung wird auch von der Hohlkugel auf der Thermosäule konzentriert. Die von der erwärmten Fläche ausgestrahlte Energie wurde nach zwei Methoden bestimmt; erstens durch die Absorption dieser Energie allein, und zweitens durch die Absorption der reflektierten Strahlen allein. Ein 0,1 mm dickes Deckglas wurde vor die Thermosäule gesetzt; dieses absorbiert die langwelligen emittierten Strahlen, läßt aber die durch die Wasserschicht gelassene Strahlung durch. Eine 0,5 mm dicke Steinsalzplatte andrerseits läßt jene durch und absorbiert fast alle Flußspatreststrahlen.

Nach meinen Messungen sind folgende gesamte Korrektionen von der ganzen scheinbaren Reflexion abzuziehen:

	für diffuses Licht	für die Wirkung der Erwärmung	Gesamt
0,205 mm dicke Rußschicht	0,42 %	0,95 %	1,37 % der direkten Energie
0,072 mm dicke Rußschicht	0,42 %	0,10 %	0,52 % der direkten Energie
0,016 mm dicke Rußschicht	0,42 %	0,0 %	0,42 % der direkten Energie

1) Paschen, Ann. d. Phys. **4**, 304, 1901.

1) Paschen, Wied. Ann. **52**, 209, 1894.
2) Aschkinaß, Ann. d. Phys. **1**, 42, 1900.
3) Rubens, diese Zeitschr. **4**, 726, 1903.
4) Rubens u. Aschkinaß, Wied. Ann. **64**, 241, 1898.

Digitized by Google

Die Resultate für das Reflexionsvermögen der verschieden dicken Rußschichten sind in der folgenden Tabelle eingetragen.

Wellenlänge	0,205 mm dicke Rußschicht		0,072 mm dicke Rußschicht		0,016 mm dicke Rußschicht	
	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion
0,8 μ	2,17 %	0,80 %	1,20 %	0,68 %	1,10 %	0,68 %
8,7 μ	1,99 %	0,62 %	1,39 %	0,87 %	5,55 %	5,13 %
25,5 μ	2,04 %	0,67 %	2,95 %	2,43 %	3,03 %	2,61 %
51 μ [1]	2,8 %	1,4 %	2,5 %	2,0 %	4,60 %	4,18 %
51 μ [2]	3 %	1,6 %	3,2 %	2,7 %	4,60 %	4,18 %

Platinmoor war auf Silberblech nach der Anweisung von Lummer und Kurlbaum abgeschieden. Bei diesen Flächen war der Erwärmungseffekt unmerkbar (wohl wegen der besseren Wärmeleitfähigkeit).

Für Platinmoorflächen sind die folgenden Resultate gefunden.

Wellenlänge	Platinmoor während 15 Min. abgeschieden		Platinmoor während 3 Min. abgeschieden	
	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion	Scheinbare Reflexion	Wahre Reflexion
0,8 μ	0,54 %	0,12 %	0,75 %	0,33 %
8,7 μ	0,98	0,56	3,24	2,82
25.5 μ	1,35	0,93	4,20	3,78
51 μ [1]	1,21	0,79	4	3,6
51 μ [2]	1,5	1,1	4,4	4,0

Als Kontrolle wurde das Reflexionsvermögen eines blanken polierten Silberblechs für die Flußspatreststrahlen in derselben Weise bestimmt und der Wert 94 % gefunden.

1) Steinsalzreststrahlen mit Metallklappe.
2) Steinsalzreststrahlen mit Steinsalzklappe.

Physikalisches Institut Tübingen, 3. März 1910.

(Eingegangen 5. März 1910)

Elementare Elektronensysteme. (Elementary systems of electrons.)

Von H. Bateman.

Wahrscheinlich wird die Konfiguration der Elektronen in einem Atom durch Bedingungen von einfacher geometrischer Natur bestimmt.

Es sei mit jedem Elektron eine Zeit nach irgendeinem Gesetz verbunden; dann kann man es so ansehen, als ob die Lagen der Elektronen zu den ihnen beigelegten Zeiten ein Bild eines Atoms bilden. Es ist ein interessantes Problem, eine Reihe von Bildern eines Atoms zu konstruieren, so daß einige der Elektronen in solcher Lage sind, daß sie aufeinander wirken, wenn zwei Bilder verglichen werden, andererseits so, daß die Wirkung zwischen zwei Elektronen eine wechselseitige ist, wenn man die ganze Reihe der Bilder betrachtet.

Wenn wir annehmen, daß sich eine Störung von einem Elektron zum andern mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzt, und wenn wir mit (x_1, y_1, z_1, t_1), (x_2, y_2, z_2, t_2) Bilder zweier Elektronen bezeichnen, so ist eine notwendige Bedingung[1]) für die Wirkung eines Elektrons auf das andere:

$$(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 = c^2 (t_1 - t_2)^2, \quad (1)$$

wo c die Strahlungsgeschwindigkeit ist. Diese Bedingung läßt sich so deuten, daß man sagt, Kugeln mit den Halbmessern $c(t_2 + D)$, $c(t_1 + D)$, mit den Mittelpunkten (x_2, y_2, z_2), (x_1, y_1, z_1) berühren einander. Zwei Bilder eines Systems, in denen eine Anzahl von Bedingungen dieser Art erfüllt sind, kann man also erhalten, wenn man eine Anzahl von Kugeln beschreibt, die einander berühren, und in ihre Mittelpunkte Elektronen setzt zu Zeiten, die durch die Kugelhalbmesser bis auf eine willkürliche Konstante bestimmt sind.

Ein Bild eines Systems von besonderem Interesse kann man folgendermaßen erhalten:

Man nimmt zwei konzentrische Kugeln mit den Halbmessern $c(a - \tau)$ bzw. $c(a + \tau)$ und wählt a und τ so, daß man einen geschlossenen Ring von Kugeln mit dem Halbmesser $c\tau$ beschreiben kann, die einander der Reihe nach berühren und auch die beiden anderen Kugeln berühren, wie beim Steinerschen Satz. Eine Reihe von Elektronen möge Bewegungen von der Periode 2τ so ausführen, daß ein Elektron im Mittelpunkte jeder Kugel vom Halbmesser $c\tau$ zu den Zeiten $t - \tau$, $t + \tau$, $t + 3\tau$, ... sei, ferner ein Elektron im Mittelpunkte der

1) Es ist zweifelhaft, ob diese Bedingung hinreichend ist oder nicht. Nach neueren Anschauungen ist die Energiestrahlung sowohl räumlich als zeitlich diskontinuierlich, und wenn die Wirkung eines Elektrons auf ein anderes von einem Energieflusse herrührt, so können zwei benachbarte Elektronen nur dann aufeinander wirken, wenn Energie in der Verbindungsrichtung der beiden Bilder fließt.

Digitized by Google

Kugeln vom Halbmesser $c(a \pm \tau)$ zu den Zeiten $t-a-\tau$, $t-a+\tau$, ... und ein weiteres zu den Zeiten $t+a-\tau$, $t+a+\tau$, ... Dann ist folgendes klar: Wenn wir zwei einander berührende Kugeln vom Halbmesser $c\tau$ nehmen und eines der zugehörigen Elektronen zur Zeit $t-\tau$ und das andere zur Zeit $t+\tau$ betrachten, dann ist das erste in einer solchen Lage, daß es eine Störung hervorbringt, welche das zweite Elektron zur Zeit $t+\tau$ berühren wird; ferner ist das zweite zu dieser Zeit in solcher Lage, daß es eine Störung hervorbringt, welche das erste zur Zeit $t+3\tau$ erreichen wird. Soweit die Geometrie in Frage kommt, können die Elektronen wechselseitig so aufeinander wirken, daß Wirkung und Gegenwirkung entgegengesetzt gleich, aber durch ein Zeitintervall 2τ voneinander getrennt sind.

Wenn wir andererseits beide Elektronen zu derselben Zeit $t-\tau$ betrachten und sie mit (x_1, y_1, z_1, t_1), (x_2, y_2, z_2, t_2) bezeichnen, so wird die Bedingung

$$\left.\begin{aligned}(x_1-x_2)^2+(y_1-y_2)^2+(z_1-z_2)^2\\ -c^2(t_1-t_2)^2=\text{const.}\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

erfüllt. Diese Bedingung können wir als eine Bedingung für die Starrheit ansehen[1]).

Die Bedingungen (1) und (2) sind auch bei den Elektronen erfüllt, die sich in den Mittelpunkten eines Kugelpaares mit den Halbmessern $c\tau$ bzw. $c(a+\tau)$ befinden.

Wenn wir das eben beschriebene Elektronensystem ein elementares System in stationärer Bewegung nennen, so können wir ein entsprechendes elementares System in quasi gleichförmiger Bewegung erhalten, wenn wir eine Lorentzsche Transformation anwenden. Die Bedingungen (1) und (2) sind bei dieser Transformation invariant und werden daher in dem System in quasi-gleichförmiger Bewegung erfüllt.

Die Bedingung (1) ist invariant für eine Gruppe von Transformationen, die allgemeiner ist als die von Lorentz und Einstein. Die in Rede stehende Gruppe ist isomorph mit der Gruppe konformer Transformationen in einem vierdimensionalen Raume und besitzt die bemerkenswerte Eigenschaft, daß die Grundgleichungen der Elektronentheorie für jede Transformation der Gruppe invariant sind[2]).

Nehmen wir an, daß der Bewegungszustand eines elementaren Systems, nachdem es heftig gestört worden ist und sich von der Erschütterung wieder erholt hat, aus dem früheren Zustande durch eine Transformation erhalten wird, bei welcher die elektrodynamischen Gleichungen ihre Form unverändert beibehalten, so können durch geeignete Transformationen eine Reihe neuer Typen elementarer Systeme bestimmt werden, aber im allgemeinen wird die Bedingung für die Starrheit (2) nicht erfüllt. Da indessen die Transformationen, bei denen die Bedingung (1) erfüllt wird, eine Gruppe bilden, so ist es möglich, daß das Produkt einer Anzahl Transformationen, bei denen (2) nicht invariant ist, eine Transformation vom Lorentzschen Typus bildet und dann ist (2) für die Gesamttransformation invariant. Wenn daher unser elementares System nach einer Anzahl von Erschütterungen wieder auf einen gleichförmigen Bewegungszustand zurückgebracht wird, so ist die Starrheitsbedingung (2) wieder erfüllt[1]).

Es ist zu bemerken, daß die Transformationen, bei denen (1) invariant ist, nicht die einzigen sind, bei denen die Form der Grundgleichungen der Elektronentheorie ungeändert bleibt. Sind (g_x, g_y, g_z) die Komponenten des Poyntingschen Vektors, so kann man eine Transformation, bei welcher

$$\begin{aligned}&\lambda(dx^2+dy^2+dz^2+c^2dt^2)\\ &+p[(g_x dx+g_y dy+g_z dz)^2-g'dt^2]\\ &=dx'^2+dy'^2+dz'^2-c^2dt'^2,\\ &D[(g_y dz-g_z dy)^2+(g_x dz-g_z dx)^2\\ &+(g_x dy-g_y dx)^2]\\ &=(g'_y dz'-g'_z dy')^2+(g'_x dz'-g'_z dx')^2\\ &+(g'_x dy'-g'_y dx')^2,\\ &g'=g_x^2+g_y^2+g_z^2\end{aligned}$$

ist, benutzen, um das gegebene elektrodynamische Feld in ein anderes zu transformieren, sodaß die Richtungen Poyntingscher Vektoren in korrespondierenden Punkten einander entsprechen[2]).

1) Eine Definition der Starrheit, die mit dem Relativitätsprinzip in Einklang steht, hat Max Born, (Ann. d. Phys. (4) **30**, 1, 1909) gegeben.

2) Siehe die Arbeiten von E. Cunningham und mir: Proc. London Math. Soc. 1910.

1) Es ist indessen möglich, daß sich der Wert der Konstanten τ ändert.

2) Proc. London Math. Soc. 1910.

Einen besonderen Transformationstypus erhält man, wenn man

$$\alpha(dV^2-c^2dt^2)=d^2V'^2-c^2dt'^2,$$
$$\beta(dx^2+dy^2+dz^2-dV^2)=dx'^2+dy'^2+dz'^2-dV'^2$$

setzt, wo α, β, V Funktionen von (x, y, z, t) sind und

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2=1,$$
$$\left(\frac{\partial V'}{\partial x'}\right)^2+\left(\frac{\partial V'}{\partial y'}\right)^2+\left(\frac{\partial V'}{\partial z'}\right)^2=1$$

ist. Der Energiefluß ist normal zu den Oberflächen $V=\text{const.}$ Die Formeln, welche die elektrischen und magnetischen Vektoren in den beiden Koordinatensystemen miteinander verbinden, lauten:

$$\begin{aligned}\mathfrak{E}_x&=\mathfrak{E}'_x\frac{\partial(y',z')}{\partial(y,z)}+\mathfrak{E}'_y\frac{\partial(z',x')}{\partial(y,z)}+\mathfrak{E}'_z\frac{\partial(x',y')}{\partial(y,z)}\\ &+c\mathfrak{H}'_x\frac{\partial(x',t')}{\partial(y,z)}+c\mathfrak{H}'_y\frac{\partial(y',t')}{\partial(y,z)}+c\mathfrak{H}'_z\frac{\partial(z',t')}{\partial(y,z)},\\ +c\mathfrak{H}_x&=\mathfrak{E}'_x\frac{\partial(y',z')}{\partial(x,t)}+\mathfrak{E}'_y\frac{\partial(z',x')}{\partial(x,t)}+\mathfrak{E}'_z\frac{\partial(x',y')}{\partial(x,t)}\\ &+c\mathfrak{H}'_x\frac{\partial(x',t')}{\partial(x,t)}+c\mathfrak{H}'_y\frac{\partial(y',t')}{\partial(x,t)}+c\mathfrak{H}'_z\frac{\partial(z',t')}{\partial(x,t)},\end{aligned}$$

Digitized by Google

Streng genommen hängt daher der Typus der Transformation, die uns gestattet, eine spätere Bewegung eines Systems aus einer früheren zu erhalten, von der Richtung des Energieflusses in dem ursprünglichen Systeme ab. In dem Falle eines elementaren Systems in stationärer Bewegung, wo wir es mit einer periodischen Bewegung von sehr kleiner Periode zu tun haben, können wir die Richtung des Energieflusses als unbestimmt ansehen, denn wir können den Energiefluß im Punkte (x, y, z) zur Zeit t für alle Zwecke so ansehen, als erfolge er nach allen Richtungen, in denen im Intervall 2τ ein Energiefluß stattfindet. Die anzuwendende Transformation wird in erster Annäherung von dem Energiefluß unabhängig sein. Die Transformationen, die man anwenden kann, um irgendein elektrodynamisches Feld in ein anderes zu transformieren, sind nun charakterisiert durch eine Beziehung vom Typus

$$\lambda (dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2) = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 - c^2 dt'^2,$$

wo λ irgendeine Funktion von (x, y, z, t) ist, und sie besitzen die Eigenschaft, daß die Bedingung (1) invariant ist. Dann ist es vernunftgemäß, diese Transformationen als die wahrscheinlichsten zu betrachten, welche einen zukünftigen Zustand eines elementaren Systems mit einem gegebenen verknüpfen.

Andere elementare Systeme in stationärer Bewegung kann man erhalten, wenn man geeignete Systeme einander berührender Kugeln konstruiert. Ein einfaches System von einigem Interesse erhält man, wenn man vier einander berührende gleiche Kugeln so anordnet, daß ihre Mittelpunkte in den Ecken eines regelmäßigen Tetraeders liegen und zwei sie alle berührende konzentrische Kugeln beschreibt. Dann nimmt man an, daß ein Elektron sich im Mittelpunkte der einzelnen Kugeln in gleichen Zeitintervallen 2τ befindet.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 7. März 1910.)

---

wo die oberen Vorzeichen gelten, wenn die Achsen in jedem Falle ein rechtshändiges System bilden. Die Formeln, welche die Volumendichten der Elektrizität und die Geschwindigkeitskomponenten miteinander verbinden, lauten:

$$\rho w_x = \rho' w'_x \frac{\partial (y', z', t')}{\partial (y, z, t)} + \rho' w'_y \frac{\partial (z', x', t')}{\partial (y, z, t)} + \rho' w'_z \frac{\partial (x', y', t')}{\partial (y, z, t)} - \rho' \frac{\partial (x', y', z')}{\partial (y, z, t)},$$

$$-\rho = \rho' w' \frac{\partial (y', z', t')}{\partial (y, z, x)} + \rho' w'_y \frac{\partial (z', x', t')}{\partial (y, z, x)} + \rho' w'_z \frac{\partial (x', y', t')}{\partial (y, z, x)} - \rho' \frac{\partial (x', y', z')}{\partial (x, y, z)}.$$

Diese Gleichungen scheinen für jede Transformation zu gelten, welche die Grundgleichungen der Elektronentheorie invariant läßt.

Die anfängliche beschleunigte Bewegung elektrisch geladener Systeme von endlicher Ausdehnung und die Reaktion infolge der dabei auftretenden Strahlung.

(The Initial Accelerated Motion of Electrified Systems of Finite Extent, and the Reaction produced by the Resulting Radiation.)

Von George W. Walker[1]).

Wenn man die genauen Bewegungsgleichungen eines dynamischen Systems kennt, so ist es im allgemeinen möglich, nach einem ganz bekannten Verfahren die anfängliche Art des Übergangs aus einem stationären in einen variablen Zustand zu bestimmen, selbst dann, wenn die Grundgleichungen sich im allgemeinen Falle nicht vollkommen integrieren lassen. Den Hauptgegenstand der vorliegenden Untersuchung bildete der Nachweis, daß dasselbe Verfahren auf die Bewegungsgleichungen endlicher elektrisch geladener Systeme anwendbar ist. Dabei habe ich beständig im Auge behalten, daß die Ergebnisse auf die Frage nach der elektrischen Trägheit der „Elektronen" anwendbar sein würden, und es schien mir nicht wünschenswert, irgendwelche durch die außerordentliche Kleinheit des elektrisierten Systems begründete Annäherungen einzuführen.

Die verschiedenen bisher angewandten Ausdrücke für die elektrische Trägheit von „Elektronen" mit Geschwindigkeiten, die jener der Strahlung vergleichbar sind, beruhen meiner Ansicht nach ausnahmslos auf der Betrachtung der Energie eines Ruhezustands. Das „quasi-stationäre" Prinzip nimmt an, daß es möglich ist, zutreffende Schlüsse über die Bewegung eines leicht gestörten Systems zu ziehen, wenn die Energie in einem stetigen Zustande bekannt ist. Die logische Unrichtigkeit dieser Annahme ist allgemein anerkannt worden, doch scheint man gehofft zu haben, daß die Schlußfolgerungen nicht weit von der Wahrheit abweichen würden. Das Prinzip enthält zwei Fehler: **1.** Es enthält praktisch den Fehler, daß ein Ausdruck differentiiert wird, der nur für einen stationären Zustand gilt. **2.** Es enthält die fehlerhafte Annahme, daß das gewöhnliche

1) Auszug aus einer Mitteilung an die Royal Society, London. Vorgelegt durch Sir J. Larmor am 27. Januar 1910. (Eingegangen 17. Dezember 1909.)

Digitized by Google

Verfahren, eine Bewegungsgleichung zu erhalten, gültig sein soll, wenn es sich ergibt, daß die Energie eines stationären Zustands höhere Potenzen der Geschwindigkeit enthält als das Quadrat. Natürlich kann es vorkommen, daß man ein richtiges Resultat erhält, aber die Richtigkeit wird nur durch ein richtiges Verfahren bewiesen. Die Möglichkeit des Versagens des quasi-stationären Prinzips läßt sich leicht durch die Betrachtung eines dynamischen Falles dartun. Wenn sich ein fester Körper in einem Gase bewegt, so bringt jegliche Änderung seiner Geschwindigkeit eine Störung hervor, die in das Gas hineingestrahlt wird. Gerade diese Störung nun wird im quasi-stationären Prinzip vernachlässigt, denn die Energie dieser Störung ist nicht eigentlich in der Energie eines stationären Zustands enthalten. Im elektrischen Falle tritt eine ähnliche Störung auf, aber im Gegensatze zu dem dynamischen Beispiele stellt hier die Bewegung in dem Medium den vorherrschenden Einfluß dar.

Es erscheint klar, daß man, um richtige Resultate zu erhalten, von Grundgleichungen nach einem Verfahren ausgehen muß, das ich als das Newtonsche bezeichnen möchte, um mit dessen Hilfe Bewegungsgleichungen aufzustellen. Das Verfahren von Love zur Analyse elektrischer Schwingungen an einer Kugel lieferte die erforderliche Angriffswaffe für dieses Verfahren.

Die Ergebnisse zeigen, daß die anfängliche Bewegung aus der Ruhe im Falle einer elektrisierten Kugel von zwei linearen Gleichungen beherrscht wird. Unter gewissen Beschränkungen führen diese zu der von Lorentz aufgestellten einen Bewegungsgleichung eines „Elektrons". Sie umfassen somit die Bedingungen, unter denen seine Gleichung gilt, besitzen aber eine größere Allgemeinheit, was für optische Anwendungen wichtig wird.

Beim Übergang zum Falle einer Störung durch die stetige Bewegung mit großer Geschwindigkeit entstand eine Schwierigkeit in betreff der Oberflächenbedingungen. Es handelte sich darum, ob die tangentiale Komponente der elektrischen Kraft im Äther oder der elektrodynamischen Kraft an einer Trennungsfläche zwischen einem geladenen Körper und dem freien Äther kontinuierlich sei. Es erwies sich als unmöglich, zu einem bestimmten Schlusse darüber zu gelangen, was richtig sei. Für und wider jede der beiden Ansichten scheinen Gründe zu sprechen; ich habe deshalb die Folgerungen aus jeder dieser Bedingungen untersucht. Benutzt man die erste dieser Bedingungen, so bestätigt das neue Verfahren den Thomsonschen Ausdruck für die transversale Trägheit; unter Zugrundelegung der zweiten Bedingung dagegen finden wir den Ausdruck von Abraham für die longitudinale Trägheit einer „starr" elektrisierten Kugel bestätigt, indessen nicht seinen Ausdruck für die transversale Trägheit. Diese Ergebnisse für eine leitende Kugel habe ich mit den Ergebnissen verglichen, die Kaufmann auf experimentellem Wege für Becquerelstrahlen gefunden hat. Die Analyse der Versuche zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit der Thomsonschen Formel, dagegen eine minder gute Übereinstimmung mit der Abrahamschen Formel oder mit dem durch die neue Methode bestätigten korrigierten Ausdruck. Es scheint indessen aus den Kaufmannschen Versuchen hervorzugehen, daß ein beträchtlicher Teil der Trägheit von der gewöhnlichen Art ist.

Ich habe die Methode auf die beschleunigte geradlinige und rotierende Bewegung geladener isolierender Kugeln bei geringen Geschwindigkeiten angewendet. Ich habe dargetan, daß, wenn m' die anfängliche elektrische Trägheit bei geradliniger Bewegung ist, daß dann die Anordnung von $^1/_2\ m'$ im Kugelmittelpunkte und eine gleichmäßige Verteilung von $^1/_2\ m'$ auf der Oberfläche den Trägheitseffekt bei der Drehbewegung ergibt.

Gehen wir zur Schwingungsbewegung über, so haben wir noch zwei lineare Gleichungen zur Bestimmung der Bewegung eines geladenen Leiters und vier lineare Gleichungen für den Fall eines geladenen Isolators. Die Untersuchung zeigt mehrere neue Eigentümlichkeiten, die eine Bedeutung für das Problem der Fluoreszenz zu haben scheinen. Es scheint, daß ein geladenes Teilchen unter dem Einflusse einer auffallenden periodischen Strahlung die Strahlung in einem gewissen Wellenlängenbereiche absorbiert und sie außerhalb dieses Bereichs einfach ausstrahlt. Allgemeine Zerstreuung der auffallenden Strahlung hat keine besondere Bedeutung, aber die Möglichkeit der Absorption läßt einen interessanten Punkt hervortreten. Die Energieansammlung kann nicht unbegrenzt fortgehen, und es muß eine Neuemission hinzukommen, obschon die Gleichungen nicht erkennen lassen, wie. Zweifellos hört die erste Annäherung auf, hinlänglich genau zu sein. Es ist interessant, daß nach den gegenwärtigen Schätzungen vermutlich nur positiv geladene Ionen von molekularen Dimensionen beobachtbare Wirkungen hervorbringen.

Schließlich habe ich den Einfluß der Geschwindigkeit eines bewegten Systems auf die Frequenz und die Dämpfung der Grundschwingungen betrachtet. Die Resultate weisen auf die Möglichkeit einer Bedeutung für das Problem des Leuchtens hin.

Digitized by Google

Anmerkung: Die Arbeit war gegen Ende 1907 praktisch abgeschlossen, doch hat sich die Veröffentlichung durch Gründe privater Natur verzögert. In der Zwischenzeit habe ich den Vorzug gehabt, mit Sir Joseph Larmor über die in Betracht kommenden Punkte sprechen zu können. Er ist zwar keineswegs für irgendeine der in dieser Arbeit zum Ausdruck kommenden Anschauungen irgendwie verantwortlich, aber seine wertvollen Anregungen und kritischen Bemerkungen haben mir die Möglichkeit gegeben, manche Unklarheiten in der Arbeit zu beseitigen. Ich möchte daher meinen Dank für sein Interesse und seine Anregung hier aussprechen.

(Nach Korrekturbogen der Proc. Roy. Soc., London, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Februar 1910.)

Über die Radioaktivität der Quellen von Bad Dürkheim a. d. Haardt.

Von M. Levin.

Im Jahre 1907 hat E. Ebler[1]) eine Untersuchung über die Radioaktivität der Maxquelle in Bad Dürkheim a. d. Haardt angestellt, nach der das Wasser dieser Quelle außer Radium einen noch unbekannten radioaktiven Stoff enthält. Dieser Stoff reichert sich „in der beim Salinenbetrieb in Dürkheim erhaltenen Mutterlauge, welche als Material für Solbäder in den Handel kommt", an und Ebler glaubt Anhaltspunkte für die Annahme zu haben, daß diese „Substanz nicht Radium, sondern ein anderes von Radium und auch von Thorium und Uranium verschiedenes radioaktives Element enthält, das seinem chemischen Charakter nach zur Gruppe der Alkalien gehört". In einem Vortrage, gehalten auf der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte 1909[2]), hat Ebler die Ansicht ausgesprochen, daß die Radioaktivität der Alkalimetalle nicht auf einer spezifischen Radioaktivität der Kalium- und Rubidiumverbindungen beruhe, sondern daß es ein sechstes noch höheratomiges Alkalimetall als das Cäsium gäbe, das in spurenhafter Beimischung die Radioaktivität seiner nächsten Verwandten, der übrigen Alkalimetalle, bedinge. Dieses Alkalimetall hofft er in der von ihm im Dürkheimer Wasser aufgefundenen Substanz isolieren zu können.

1) E. Ebler, Verhandl. des Naturhistorisch-mediz. Vereins zu Heidelberg, N. F. **9**, 87, 1907.

2) Ber. d. Deutschen Physikal. Gesellschaft **11**, 526, 1909; vgl. auch den Bericht über einen von E. Ebler gehaltenen Vortrag, Zeitschr. f. angew. Chem. **21**, 2060, 1908.

Gründe, welche gegen die von Ebler vertretene Auffassung der Radioaktivität der Alkalimetalle sprechen, sind von M. Levin und R. Ruer in einer Arbeit über die Radioaktivität der gewöhnlichen Materie[1]) angeführt worden. Im folgenden wird über einen Versuch berichtet, durch eine Untersuchung des Dürkheimer Wassers näheren Aufschluß über die Existenz eines hochatomigen radioaktiven Alkalimetalls zu erhalten.

Als Material zur Untersuchung dienten 10 Liter von der Bad- und Salinenverwaltung von Bad Dürkheim bezogener Mutterlauge, in welcher sich nach der oben angeführten Bemerkung Eblers der unbekannte Stoff in konzentrierterer Form findet.

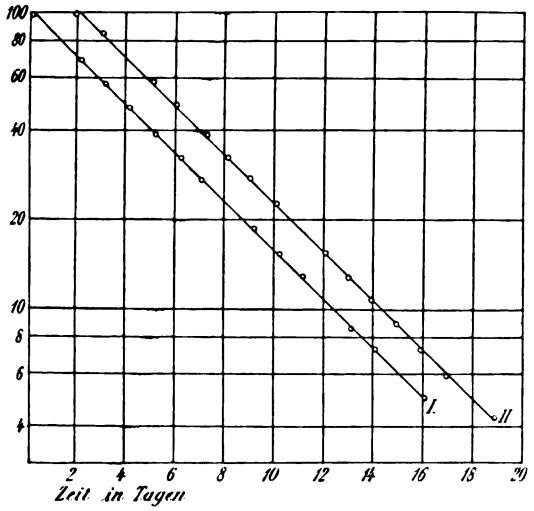
Das Dürkheimer Quellwasser gibt eine Emanation ab, deren Abklingung Ebler in der Weise untersucht hat, daß in sorgfältig abgefüllten und verschlossen aufbewahrten Wasserproben von je 1 Liter, von denen der Zeitpunkt der Entnahme genau notiert war, zu verschiedenen Zeiten die noch vorhandene Menge Emanation festgestellt wurde. Für die Zerfallsperiode der Emanation erhielt Ebler im Mittel den Wert 4,34 Tage. Die in der Literatur für die Periode der Radiumemanation angegebenen Zahlen schwanken zwischen den Werten 3,72 und 3,99 Tagen. Nach den sehr sorgfältigen Messungen von G. Rümelin[2]) ist der Wert für die Zerfallsperiode der Radiumemanation sicher kleiner als 3,80 Tage und liegt wahrscheinlich in der Nähe von 3,75 Tagen. Der von Ebler erhaltene ist also erheblich höher als die bisher für die Zerfallsperiode der Radiumemanation unter normalen Bedingungen erhaltenen Werte; dieses Ergebnis ist von Ebler durch die erwähnte Annahme einer noch nicht bekannten Emanation von größerer Lebensdauer als die der Radiumemanation gedeutet worden.

Die Messung der Zerfallsgeschwindigkeit der von der Dürkheimer Mutterlauge abgegebenen Emanation wurde von mir nach einer von der Eblerschen abweichenden Methode ausgeführt. Die Mutterlauge wurde während eines Zeitraums, der zwischen 0,76 und 8 Tagen schwankte, in einem geschlossenen Gefäße sich selbst überlassen. Die während dieser Zeit sich ansammelnde Emanation wurde dann mit Hilfe eines durch die Flüssigkeit hindurchperlenden Luftstromes in ein evakuiertes Elektroskop gebracht, das nach Herstellung des Atmosphärendrucks geschlossen wurde. Die Aktivität der in dem Elektroskop eingeschlossenen Emanation wurde in der üblichen Weise gemessen.

1) Diese Zeitschr. **10**, 576, 1909.

2) G. Rümelin, diese Zeitschr. **8**, 803, 1907.

Digitized by Google



Die Resultate zweier Versuchsreihen sind in der Figur wiedergegeben, in der als Abszissen die Zeit in Tagen, als Ordinaten die Logarithmen der Aktivität aufgetragen sind. Die Zeit der Ansammlung der Emanation betrug bei diesen Beispielen 7 bzw. 8 Tage. Wie die Figur erkennen läßt, fällt die Aktivität der Emanation nach einem Exponentialgesetz ab, von dem sich auch bei den kleinsten gemessenen Werten von etwa 5 Proz. der Anfangsaktivität keine Abweichung zeigt. Für die Periode der Emanation ergeben sich durch graphische Auswertung aus diesen beiden Versuchsreihen die Werte 3,71 bzw. 3,73, im Mittel 3,72 Tage. Die übrigen nicht ausführlich mitgeteilten Versuche gaben Resultate, die hiermit nahe übereinstimmten.

Die aus der Mutterlauge erhaltene Emanation rührt also von Radium her, und es fand sich keine Andeutung für das Vorhandensein einer Emanation, deren Lebensdauer größer wäre als die des Radiums. Die Aussicht, daß durch eine längere Aufspeicherung der Emanation die Nichtexistenz einer langlebigen Emanation mit größerer Sicherheit hätte nachgewiesen werden können, erscheint sehr gering, wenn man bedenkt, daß bereits 50 Proz. der Maximalmenge der Emanation gebildet werden, wenn man die emanierende Lösung einen Zeitraum von der Größe der Zerfallsperiode sich selbst überläßt, und daß die langlebigere Emanation, wenn sie im Anfange nur wenige Prozente der Gesamtaktivität ausgemacht hätte, die Endwerte der Messungsreihen doch erheblich hätte vergrößern müssen.

Worauf der von Ebler beobachtete größere Wert zurückzuführen, ob er z. B. vielleicht mit der Beobachtung von Rutherford zu verknüpfen ist, daß man durch fraktionierte Destillation flüssiger Radiumemanation Emanation erhält, die ihre Aktivität mit einer Periode von mehr als 4 Tagen verliert, ist durch die obigen Versuche, da sie keine Andeutung für einen langsameren Zerfall erkennen ließen, nicht zu entscheiden.

Bei der Untersuchung des von der Emanation der Dürkheimer Quellen gebildeten aktiven Niederschlags erhielt Ebler Zerfallskurven, deren unregelmäßige Abweichungen von der Zerfallskurve des aktiven Niederschlags des Radiums möglicherweise durch Versuchsfehler erklärt werden können. Bei den von mir ausgeführten Versuchen zeigte die Aktivität, nachdem die Emanation in das Elektroskop eingeführt war, die für den aktiven Niederschlag des Radiums charakteristische Form der Zunahme und nach dem Ausblasen der Emanation das entsprechende Abklingen. Mit Rücksicht auf die über die Zerfallsperiode der Emanation gemachten Angaben glaube ich von der Mitteilung von Zahlen über den Zerfall des aktiven Niederschlags absehen zu dürfen.

Bei dem Versuch, die in der Mutterlauge enthaltene radioaktive Substanz chemisch abzuscheiden, hat Ebler die bemerkenswerte Beobachtung gemacht, daß bei der Fällung der in der Mutterlauge enthaltenen Erdalkalimetalle durch Schwefelsäure der Niederschlag nicht radioaktiv ist. Da die Bedingungen, unter denen die Aktivität eines festen radioaktiven Präparats zur Messung gelangt, nicht die gleichen sind, unter denen die Strahlen einer Emanation im Gaszustande zur Wirksamkeit gelangen, weil in dem einen Fall mit einer großen, im anderen mit einer sehr geringen Absorption der Strahlen gerechnet werden muß, wurde der Versuch der Ausfällung der Sulfate in folgender Weise wiederholt. Die Emanation von etwa 500 ccm Mutterlauge wurde in das Elektroskop eingeführt und ihre Maximalaktivität gemessen. Sodann wurden die Erdalkalimetalle mit überschüssiger Schwefelsäure gefällt; nachdem das Filtrat eine Zeitlang sich selbst überlassen war, wurde die Emanation auf ihre Aktivität untersucht. Unter Berücksichtigung der Zeiten, während welcher die Emanation sich hatte ansammeln können, ergab sich, daß die Stärke der Aktivität durch die Ausfällung der Sulfate praktisch nicht geändert worden war.

Da, wie oben gezeigt wurde, die Mutterlauge Radium enthält, ergibt sich also das Resultat, daß das Radium von den Sulfaten der in der Mutterlauge enthaltenen Erdalkalimetalle nicht mitgerissen wird.

In der Mutterlauge finden sich nach Bunsen, wie Ebler anführt, von den Erdalkalien nur Strontium, Kalzium und Magnesium. Barium ist selbst in 10 Litern Maxquellenwasser nicht nachweisbar. Es lag nun nicht fern, zu ver-

Digitized by Google

suchen, ob das Radium in Lösung bleibt, wenn ein Zusatz eines Bariumsalzes in Form des Sulfats aus der Mutterlauge gefällt wird. Zu der Lösung, aus welcher die in ihr ursprünglich vorhandenen Erdalkalimetalle bereits entfernt waren, wurde daher etwas Bariumchlorid hinzugesetzt und ein Überschuß von Schwefelsäure hinzugefügt. Das Gewicht des erhaltenen Niederschlags betrug etwa den zehnten Teil von dem des ursprünglichen Niederschlags; beide waren vor der Wägung im Trockenschranke getrocknet worden.

Die von dem Bariumsulfat abfiltrierte Lösung wurde nach einiger Zeit auf ihren Emanationsgehalt untersucht. Die Aktivität der von der Lösung abgegebenen Emanation war so gering, daß sie innerhalb der geringen Schwankungen lag, welchen der natürliche Ladungsverlust des Elektroskops ausgesetzt war. Jedenfalls betrug sie weniger als 1 Proz. der Aktivität, welche mit der ursprünglichen Lösung erhalten war. Das Radium war also quantitativ mit dem Bariumsulfat aus der Lösung entfernt worden. Hieraus geht hervor, daß es nicht erlaubt ist, die Tatsache, daß die in der Mutterlauge vorhandenen Erdalkalimetalle nach ihrer Fällung als Sulfate das Filtrat aktiv zurücklassen, als Argument für den Schluß zu verwenden, daß in der Mutterlauge nicht Radium, sondern ein hochatomiges Erdalkalimetall vorhanden sei.

Auf einige vom chemischen Standpunkt aus interessierende Fragen, die sich an das auffallende Verhalten des Radiums anknüpfen, soll hier nicht eingegangen werden.

Göttingen, Institut für physikalische Chemie, 12. März 1910.

(Eingegangen 14. März 1910)

Über den Verlauf der Dispersion im elektrischen Spektrum von Benzol, Toluol und Azeton.

Von A. R. Colley[1]).

I. Messungen in Benzol und Toluol. Die Anordnung der Messungen.

Die Messungen in Benzol und Toluol bieten keinerlei Schwierigkeiten und bei Beobachtung einer ausreichenden Anzahl von Knoten kann die Größe des Brechungsindex leicht bis auf hundertstel Prozent genau bestimmt werden.

Bei solchen genauen Messungen müßte man aber bei Flüssigkeiten, deren Brechungsindex 1,5 ist, meterlange Tröge verwenden, man wäre daher auf das Experimentieren mit sehr großen Flüssigkeitsmengen angewiesen, was aus praktischen Gründen nicht immer möglich erscheint. In dieser Abhandlung sind deswegen Messungen in verhältnismäßig kurzen Trögen beschrieben, bei welchen nur die Lagen des ersten und zweiten Knotens bestimmt werden konnten. Die Messungen des Brechungsindex wurden aus der Bestimmung der Lage des ersten und zweiten Knotens relativ zur Flüssigkeitsgrenze erhalten, da, abgesehen davon, daß in solchem Falle die Größe des Brechungsindex exakter erhalten werden kann, dieses Messungsverfahren, wie es in einer früheren Abhandlung[1]) gezeigt wurde, unbedingt notwendig erscheint, falls das Vorkommen von Dispersionsbanden nicht ausgeschlossen ist. Bei solcher Messungsmethode muß bei Berechnung des Brechungsindex aus den bestimmten Knotenlagen die Größe der Brückenverkürzung bekannt sein. Dieselbe wurde näherungsweise bei den Messungen in Benzol, bei welchen der Abstand zwischen den Drähten gleich 1 cm war und Plattenbrücken benutzt wurden, gleich 2,4 mm gesetzt (für Luft ist die Brückenverkürzung 2,5, für Azeton 2,0 mm). Die weiteren Messungen ergaben aber, daß die erforderliche Korrektion sich in folgender Weise genau bestimmen läßt.

Aus Messungen in Benzol, bei welchen die oben angegebene Korrektion vorläufig gebraucht wurde, folgt, daß in einem gewissen Wellenintervall Benzol keine Dispersion besitzt, was daraus geschlossen wurde, daß die Wellenlängen, die aus den Lagen des ersten und zweiten Knotens berechnet sind, sehr nahe gleich sind, und für verschiedene Schwingungsperioden dieselbe Größe des Brechungsindex ergeben; berücksichtigt man, daß in diesem Spektrumsintervall die erste und zweite Wellenlänge genau gleich sein müssen, so erscheint es möglich auf Grund aller Messungen, die sich auf diesen Spektrumteil beziehen, die Korrektion genau zu bestimmen; die auf diese Weise erhaltene Korrektion ist bei der Berechnung aller unten angeführten Resultate zugrunde gelegt. Sie erwies sich der Größe nach derjenigen, die man als vorläufige gebrauchte, als sehr naheliegend. Was die Genauigkeit der erhaltenen Resultate betrifft, soweit dieselbe von der Genauigkeit der Bestimmung der einzelnen Knoten abhängt, so übersteigt der Fehler schon bei Bestimmungen des Brechungsindex aus der Lage des zweiten Knotens nicht 0,1 bis 0,2 Proz., da der Fehler in der Bestimmung der Lage des einzelnen Knotens weniger als 0,3 bis 0,5 mm, die Länge der Halbwelle in Flüssig-

1) Unter Mitwirkung des Verfassers aus dem Russischen übersetzt aus dem Journ. d. russ. phys. Ges. **40**, 228, 1908.

1) Diese Zeitschr. **10**, 657, 1909. In der vorliegenden Abhandlung sind alle Bezeichnungen der zitierten Abhandlung beibehalten, die weiter als „Abhandlung III" bezeichnet werden soll.

Digitized by Google

keit von der Größe von 200 mm ist. Zur Erzielung möglichst präziser Messungen ist sorgfältig darauf zu achten, daß 1. die Flüssigkeitsgrenze sich in richtiger Lage befinde, wozu eine möglichst genaue Bestimmung der ersten Knotenlage in Luft erforderlich ist; in den wahren Knoten wird dabei die Vorderwand des Troges (nicht die Flüssigkeitsgrenze) gelegt, weil die Dielektrizitätskonstante des Glases jedenfalls nicht kleiner als die von Benzol und Toluol ist; 2. daß der Nullpunkt des Maßstabes relativ zur Flüssigkeitsgrenze während der ganzen Reihe von Messungen eine unveränderte Lage bewahre.

Viel bedeutendere Fehler (bis 1 Proz.) können aber in die Messungen durch folgende Umstände hineingebracht werden:

I. Bei der Anordnung II ist der Vibrator sowohl mit dem primären System als auch mit dem sekundären gekoppelt. Dadurch kann die Welle des Vibrators eine leichte Verschiebung der ersten Knoten hervorrufen, worauf schon an anderer Stelle hingewiesen wurde[1]). Solche Verschiebungen können aber dadurch vermieden oder wenigstens stark verkleinert werden, daß man die Anordnung I benutzt, wo der Vibrator nur mit dem Primärsystem gekoppelt ist[2]).

II. Bei kurzen Trögen befinden sich die Knoten, deren Lage zu bestimmen ist, unweit der hinteren Flüssigkeitsgrenze. Fällt die hintere Flüssigkeitsgrenze (die Hinterwand des Troges) mit dem Bauch der elektrischen Kraft zusammen, so resoniert das durch die bewegliche Brücke und die hintere Flüssigkeitsgrenze abgegrenzte System auf die Welle des erregenden Systems und die Lagen des ersten und zweiten Knotens werden verschoben[3]). Weitere Messungen haben gezeigt, daß auch solche Fälle vorkommen können, wo nur der erste Knoten falsch liegt, die Lage des zweiten Knotens dagegen nicht verschoben wird und umgekehrt. Diese Erscheinung ist durch die Resonanz des Hinterteiles der Drähte auf die Welle des Vibrators zu erklären. Es ist leicht, sich von der Richtigkeit dieser Erklärung durch den Versuch zu überzeugen: ersetzt man den Vibrator durch einen anderen mit einer kleineren oder größeren Periode, so verschwindet die Verschiebung der Knotenlage, wobei es klar ist, warum nur einer der Knoten verschoben wird. Die Vibratorwelle ist überhaupt der Welle des erregenden Systems nicht gleich, und ist eine Resonanz auf die Vibratorwelle vorhanden, während die Brücke z. B. im ersten Knoten liegt, so wird die Resonanz bei der Verschiebung der Brücke in den zweiten Knoten gestört. Diese möglichen Fehler, die die bedeutendsten und gefährlichsten sind, können jedoch leicht vermieden werden, wenn bei einer bestimmten Wellenlänge des erregenden Systems die Größenverhältnisse des Troges und die Schwingungsperiode des Vibrators passend gewählt werden, oder wenn hinter der beweglichen Brücke eine zweite so aufgelegt wird, daß das durch die Brücken abgeschnittene System weder auf die Welle des erregenden Systems, noch auf die Welle des Vibrators resonieren kann. Solche Kontrollmessungen mit einer aufgelegten Brücke wurden für die Mehrzahl der Bestimmungen des Brechungsindex ausgeführt und sind in den unten angeführten Messungstabellen mit der Anmerkung „mit Brücke" bezeichnet.

Die endgültige Versuchsanordnung war folgende. Die Einrichtung des Systems ist in Abh. I, S. 332 beschrieben und war derart, daß sie es ermöglichte, sowohl zur Anordnung I, wie auch zur Anordnung II leicht überzugehen. Um die Anordnung I zu erhalten, welche bei den Messungen benutzt war, wurde die Brücke B an die Brücke A herangeschoben und in der Luft die verschiebbare Brücke B_1 aufgelegt; als erregendes System erscheint dabei das System AB_1. Die Dimensionen des Troges waren $520 \times 47 \times 80$ mm, die Höhe der Drähte über dem Boden des Troges war 35 mm, die Flüssigkeitshöhe —65 mm, die Seitenwände hatten die Stärke von 3 mm, die Vorder- und Hinterwand eine solche von 1 mm.

Nachdem die Wellenlänge in Luft bestimmt war und die Vorderwand des Troges in die richtige Lage gelegt, wurden die Messungen bei unveränderter Lage des Troges und der anderen Teile der Versuchsanordnung erst in Benzol, dann in Toluol oder umgekehrt vorgenommen. Bei solchem Verfahren beziehen sich die Messungen in der einen und der anderen Flüssigkeit auf identisch gleiche Schwingungszahlen, dabei bietet solche Messungsmethode nicht nur die Vorteile einer bedeutenden Zeitersparnis, sondern auch große Bequemlichkeit beim Vergleich der Dispersionskurven.

Es wurde eine größere Anzahl von Messungen für Toluol als für Benzol gemacht, um aber einzelne Beobachtungspunkte bequem vergleichen zu können, entsprechen gleichen Wellenlängen in der Luft gleiche Nummern in den Tabellen. Die erhaltenen Resultate sind unten angeführt.

1) Abh. I, diese Zeitschr. **10**, 333, 1909.

2) In vielen Beziehungen erscheint es für die Technik genauer Messungen wichtig, den Vibrator durch ein System zu ersetzen, welches im erregenden System Schwingungen durch einen starken „elektrischen Stoß" hervorruft. Auf Grund vorläufiger Versuche scheint mir eine solche Konstruktion praktisch ausführbar.

3) Vgl. Abh. I, l. c. S. 336.

Digitized by Google

Resultate der Messungen im Spektrum des Benzols.

Die Messungen waren in einer Portion Benzol, von Kahlbaum bezogen (nach dem Katalog: thiophenfrei), ausgeführt.

Die Größen der Brechungsindizes, die bei verschiedenen Temperaturen erhalten wurden, sind auf 17,0° reduziert worden nach der Formel

$$n_t = n_{17,0} - 0{,}00060\,(t - 17{,}0),$$

die auf Grund der Messungen von Tangl[1]) berechnet worden ist. Die Resultate sind in der unten angeführten Tabelle I zusammengestellt. Die erste Kolonne enthält die Größen $\frac{\Lambda}{2}$ Halbwellenlängen in Luft; die zweite $\left(\frac{\lambda'}{2}\right)$, die dritte $\left(\frac{\lambda''}{2}\right)$ die Halbwellenlängen in Benzol, die aus der ersten bzw. zweiten Knotenlage bestimmt sind; die vierte $\left(\frac{\lambda_r}{2}\right)$ die Halbwellenlängen berechnet aus der relativen Lage der Knoten; für Punkte, die innerhalb der Dispersionsstreifen liegen, sind die Größen $\frac{\lambda_r}{2}$ in Klammern gesetzt, da sie hier keinen bestimmten physikalischen Sinn haben; die fünfte (t) die Temperatur der Flüssigkeit; die sechste (n_t') und siebente (n_t'') die Brechungsindizes bei der Temperatur t berechnet mit Hilfe von $\frac{\lambda'}{2}$ und $\frac{\lambda''}{2}$; die achte ($n'_{17,0}$) und die neunte ($n''_{17,0}$) die Brechungsindizes n_t' und n_t'' reduziert auf 17,0°; die zehnte ($n_{r\,17,0}$) die Brechungsindizes bei 17,0 berechnet mit Hilfe von $\frac{\lambda_r}{2}$, für die Punkte, die innerhalb der Dispersionsstreifen liegen, sind die Größen $n_{r\,17,0}$ in Klammern gesetzt; die elfte die Nummern, die die Reihenfolge der Messungen angeben, die zwölfte Anmerkungen zu den Messungen.

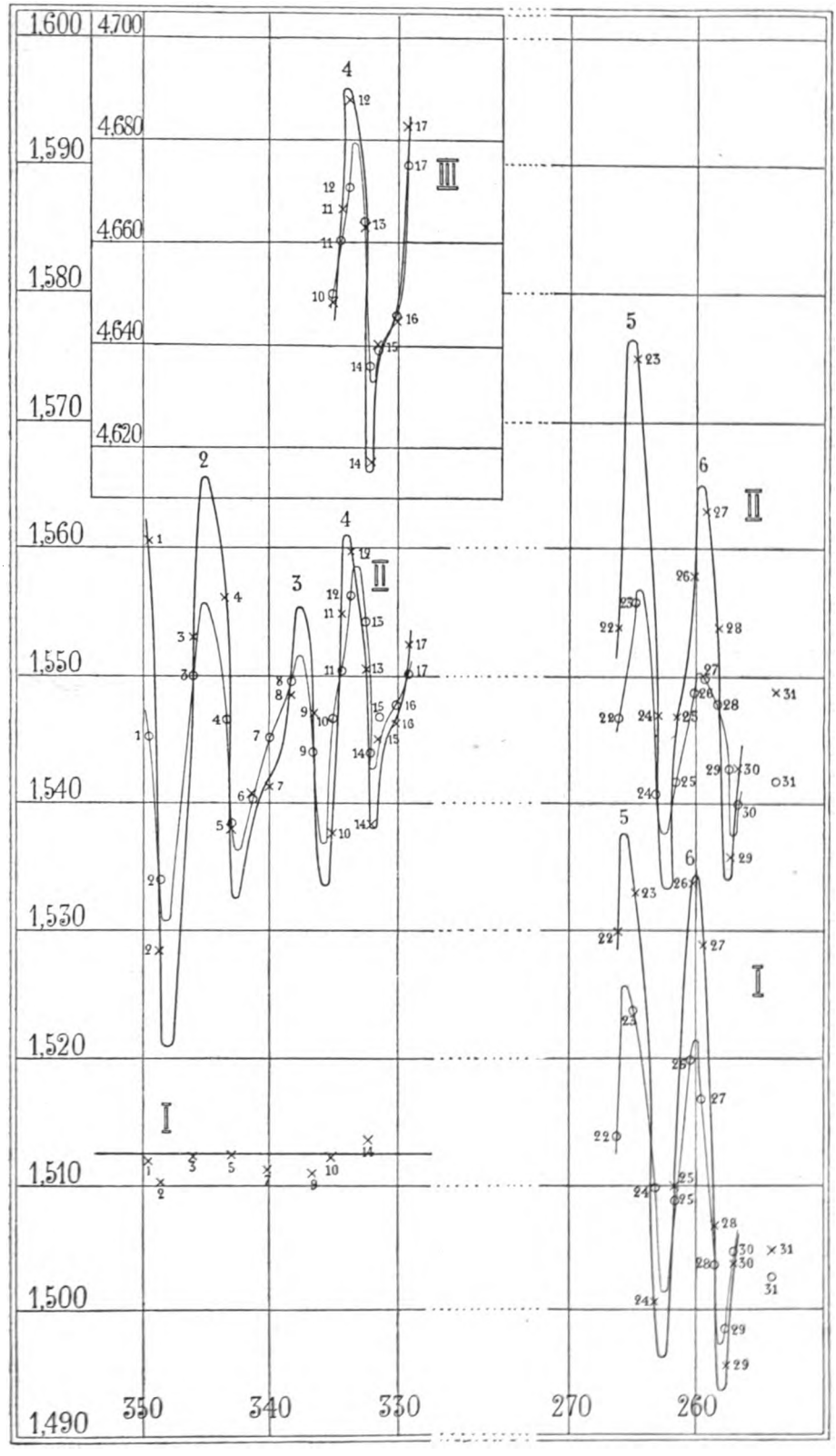
Der Vergleich der Größen $\frac{\lambda'}{2}$ und $\frac{\lambda''}{2}$ und

Tabelle 1.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda'}{2}$	$\frac{\lambda''}{2}$	$\frac{\lambda_r}{2}$	t	n'_t	n''_t	$n'_{17,0}$	$n''_{17,0}$	$n_{r\,17,0}$	No.	Anmerkung
1.	349,68	231,47	231,46	231,44	18,6	1,5107		1,5117		1,5119	19	ohne Brücke
2.	348,70	230,98	231,33	231,59	20,4	1,5078		1,5101		1,5076	20	o. B.
3.	346,03	228,64	228,97	229,29	17,8	1,5116		1,5121		1,5086	17	mit Brücke
5.	342,94	226,73	226,88	227,02	18,0	1,5117		1,5123		1,5112	18	m. B.
7.	340,10	225,46	225,05	—	—	—		—		—	16	o. B.
		225,03	225,07	225,44	17,2	1,5111		1,5112		1,5087		m. B.
9.	336,80	223,20	222,84	—	—	—		—		—	15	o. B.
		222,99	223,04	223,08	18,1	1,5101		1,5108		1,5105		m. B.
10.	335,18	221,98	222,01	221,84	21,2	1,5097		1,5122		1,5134	22	m. B.
14.	332,17	219,95	219,89	219,73	22,0	1,5105		1,5135		1,5147	21	m. B.
18.	319,79	210,79	210,62	—	—	—		—		—	14	o. B.
		210,83	210,81	210,69	17,7	1,5168		1,5172		1,5177		m. B.
19.	307,55	203,63	204,55[1])	—	—	—		—		—	13	o. B.
		203,42	203,40	203,30	17,7	1,5117		1,5121		1,5132		m. B.
20.	290,08	191,69	191,66	191,53	17,9	1,5131		1,5136		1,5146	12	o. B.
		191,58	191,73	—	—	—		—		—		m. B.
21.	274,00	181,15	181,11	(181,06)	18,4	1,506	1,506	1,507	1,507	(1,508)	1	o. B.
		180,83	181,09	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
22.	266,27	174,11	175,90	(177,69)	18,4	1,529	1,513	1,530	1,514	(1,501)	11	m. B.
23.	264,99	172,73	173,78	(174,83)	15,4	1 534	1,525	1,533	1,524	(1,515)	2	o. B.
		172,98	173,98	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
24.	263,30	175,57	174,46	(173,40)	18,6	1,500	1,509	1,501	1,510	(1,519)	10	o. B.
		175,76	174,82	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
25.	261,82	173,52	173,67	(173,81)	18,5	1,509	1,508	1,510	1,509	(1,508)	8	o. B.
		173,69	173,56	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
26.	260,41	169,85	171,45	(173,04)	18,8	1,533	1,519	1,534	1,520	(1,506)	9	o. B.
		170,05	171,38	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
27.	259,67	169,79	171,09	(172,40)	17,0	1,529	1,517	1,529	1,517	(1,505)	3	o. B.
		169,47	170,99	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
28.	258,59	171,63	171,90	(172,19)	18,9	1,506	1,503	1,507	1,504	(1,501)	6	o. B.
		172,21	171,70	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
29.	257,73	172,86	172,04	(171,21)	18,9	—	1,498	—	1,499	(1,506)	7	o. B.
		172,53	172,09	—	—	1,495	—	1,496	—	—		m B.
30.	257,08	171,08	170,92	(170,76)	17,8	1,503	1,504	1,504	1,505	(1,506)	5	o. B.
		170,79	170,92	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
31.	254,06	168,70	168,89	(169,09)	17,4	1,505	1,503	1,505	1,503	(1,501)	4	o. B.
		169,05	168,77	—	—	—	—	—	—	—		m. B.

1) K. Tangl, Ann. d. Phys. **10**, 748, 1903.

Digitized by Google



Digitized by Google

er Werte von $n_{17,0}$ für Punkte von Nr. 1—20 zeigt, daß Benzol im Spektrumsintervall von $\frac{\Lambda}{2} = 380$ mm bis $\frac{\Lambda}{2} = 290$ mm keine Dispersion besitzt; statt zwei Größen für $n'_{17,0}$ und $n''_{17,0}$ ist deswegen in der Tabelle eine gemeinschaftliche Größe des Brechungsindex eingeführt. Für den Mittelwert der Werte der Brechungsindizes, die sich auf diesen Teil des Spektrums beziehen, hat man

$$n_{17,0} = 1{,}5124.$$

Der mittlere Fehler einer einzelnen Messung ist 0,0019 oder 0,13 Proz., der wahrscheinliche Fehler einer einzelnen Messung ist 0,0013 oder 0,09 Proz., der mittlere Fehler des Resultats ist 0,00057 oder 0,04 Proz., der wahrscheinliche Fehler ist 0,00038 oder 0,03 Proz.

Für $n^2_{17,0}$ erhält man:

$$n^2_{17,0} = 2{,}287.$$

Es soll diese Größe mit den sehr genauen Messungen von Turner[1]), welcher die D.-K. des Benzols nach der Nernst-Methode untersucht hatte, verglichen werden.

Nach Turner ist $\varepsilon_{18,0} = 2{,}288 \pm 0{,}0008$ oder $\varepsilon_{17,0} = 2{,}2898$.

Die Differenz zwischen n^2 und ε ist auf diese Weise gleich 0,12 Proz. der Größe n^2 oder 0,06 Proz. der Größe n.

Eine so nahe Übereinstimmung zwischen den Größen ε und n^2, die für Präparate von verschiedener Reinheit erhalten worden ist (das von mir untersuchte Präparat wurde weder destilliert noch auskristallisiert), ist dadurch zu erklären, daß gemäß der Untersuchung von Turner Benzol ein Körper von sehr steten dielektrischen Eigenschaften ist und deswegen mit Vorteil als „Etalon" zum Vergleich von Dielektrizitätskonstanten gebraucht werden kann. Andererseits soll aber eine solche Übereinstimmung zwischen Größen, die nach gründlich verschiedenen Methoden erhalten worden sind, als sicheres Kriterium zur Bewertung der absoluten Genauigkeit der angewandten Methode dienen.

Im Intervall von $\frac{\Lambda}{2} = 266$ mm bis $\frac{\Lambda}{2} = 256$ mm sind im Spektrum des Benzols zwei scharfe und schmale Dispersionsstreifen gefunden worden (Kurve I). Die Kurve, welche auf Grund der Bestimmungen der ersten Knotenlagen erhalten worden ist, ist in der Zeichnung durch eine stärkere Linie ausgezogen, die aus den zweiten Knotenlagen bestimmte durch eine schwächere. Der letzten Kurve entspricht ersichtlich die größere Dämpfung (vgl. die Messungen in Äthylalkohol, Abh. III), die Dispersionsstreifen sind in diesem Falle weniger scharf ausgeprägt; eine Verschiebung der Streifen für größere Dämpfung in Richtung kürzerer Wellen wird aber hier nicht beobachtet. Diese Resultate zeigen, wie sehr die Erscheinung bei so schmalen Streifen von der zeitlichen Dämpfung der Schwingungen abhängig ist. Trotzdem die Wellen, mit welchen experimentiert wird, sehr rein und verhältnismäßig wenig gedämpft sind, ist man fast an der Grenze, wo die Streifen noch entdeckt werden können. Schon bei Dispersionsmessungen aus den dritten Knotenlagen waren die Dispersionsstreifen kaum wahrnehmbar. Daraus ist zu schließen, daß so schmale Streifen nicht durch Prismenmethode entdeckt werden können. Das wäre nur in dem Falle möglich, daß es gelingen würde, die sich frei ausbreitenden Wellen mit einer Dämpfung, die jedenfalls nicht größer als diejenige der Drahtwellen ist, zu erhalten.

Es soll noch darauf hingewiesen werden, daß auf Grund der Größen $n_{17,0}$, die in Reihe 10 angeführt sind, die Dispersionsstreifen nicht entdeckt werden könnten. Die Untersuchung im Spektrum des Benzols bestätigt also nochmals die schon früher gemachte Erfahrung, daß die Messung der Brechungsindizes aus den relativen Knotenlagen innerhalb der Dispersionsstreifen zu vollkommen falschen Resultaten führt und die zu untersuchende Erscheinung vollständig verbergen kann.

Resultate der Messungen im Spektrum des Toluols.

Die Messungen wurden in einer Portion Toluol von Kahlbaum ausgeführt. Die Reduktion der Größen des Brechungsindex, die bei verschiedenen Temperaturen erhalten worden sind, auf 17,0° geschah nach der Formel

$$n_t = n_{17,0} - 0{,}00076\,(t - 17{,}0),$$

die auf Grund der Messungen von Tangl[1]) berechnet wurde. Die Resultate sind in der angeführten Tabelle 2, die nach dem Schema der Tabelle 1 eingerichtet ist, angeführt.

Die erhaltenen Resultate bestimmen die Kurven II. Die Kurve, welche auf Grund der Bestimmungen der ersten Knotenlagen erhalten ist ($n'_{17,0}$), ist auf der Kurvenzeichnung durch eine stärkere Linie bezeichnet, diejenige, erhalten auf Grund der Bestimmungen der zweiten Knotenlagen ($n''_{17,0}$), durch eine schwächere.

Die Gruppe der Streifen, die zwischen $\frac{\Lambda}{2} = 350$ mm bis $\frac{\Lambda}{2} = 325$ mm liegen, ist von denjenigen zwischen $\frac{\Lambda}{2} = 270$ mm und $\frac{\Lambda}{2} = 250$ mm durch ein Intervall abgegrenzt,

1) B. B. Turner, Z. f. phys. Chem. **35**, 412, 1900.

1) K. Tangl, Ann. d. Phys. **10**, 748, 1903.

Digitized by Google

Tabelle 2.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda'}{2}$	$\frac{\lambda''}{2}$	$\frac{\lambda_r}{2}$	t	n'_t	n''_t	$n'_{17,0}$	$n''_{17,0}$	$n_{r\,17,0}$	No.	Anmerkung
1.	349,68	224,28	226,51	(228,73)	19,1	1,559	1,544	1,561	1,545	(1,529)	19	ohne Brücke
2.	348,70	228,53	—	—	20,6	1,526	—	1,529	—	—	20	o. B.
		—	227,66	(227,68)	—	—	1,531	—	1,534	(1,539)		mit Brücke
3.	346,03	222,92	223,35	(223,76)	18,1	1,552	1,549	1,553	1,550	(1,547)	17	m. B.
4.	343,56	221,30	—	—	22,0	1,552	—	1,556	—	—	21	o. B.
		221,32	222,68	(224,03)	—	—	1,543	—	1,547	(1,538)		m. B.
5.	342,94	222,50	222,42	(222,35)	18,6	1,537	1,537	1,538	1,538	(1,539)	18	o. B.
6.	341,34	222,13	222,10	(222,07)	21,8	1,537	1,537	1,541	1,541	(1,541)	22	m. B.
7.	340,10	220,72	220,25	(219,73)	17,6	1,541	1,545	1,541	1,545	(1,549)	16	m. B.
8.	338,35	219,06	218,89	(218,71)	22,1	1,545	1,546	1,548	1,550	(1,551)	23	m. B.
9.	336,80	218,34	218,58	—	—	—	—	—	—	—	15	o. B.
		217,78	218,23	(218,67)	18,3	1,546	1,543	1,547	1,544	(1,541)		m. B.
10.	335,18	217,44	217,21	—	21,6	—	—	—	—	—	26	o. B.
		218,50	217,22	(215,93)	21,8	1,534	1,543	1,538	1,547	(1,556)		m. B.
11.	334,43	215,80	216,40	(217,00)	23,7	1,550	1,545	1,555	1,550	(1,546)	28	o. B.
12.	333,80	214,69	215,19	(215,68)	23,6	1,555	1,551	1,560	1,556	(1,552)	27	m. B.
13.	332,56	214,93	214,42	(213,89)	21,2	1,547	1,551	1,551	1,554	(1,557)	31	o. B.
14.	332,17	216,33	215,69	(215,05)	22,2	1,535	1,540	1,539	1,544	(1,549)	25	m. B.
15.	331,57	214,97	214,71	(214,12)	20,6	1,542	1,544	1,545	1,547	(1,549)	30	o. B.
16.	330,12	213,88	213,65	(213,42)	20,5	1,544	1,545	1,546	1,548	(1,549)	29	o. B.
17.	329,24	212,62	212,87	(213,11)	22,3	1,549	1,546	1,553	1,550	(1,548)	24	m. B.
18.	319,79	206,16	206,12	—	—	—	—	—	—	—	14	o. B.
		206,23	206,21	206,07	17,7	1,5508		1,5513		1,5522		m. B.
19.	307,55	198,05	198,34	198,62	17,8	1,5508		1,5512		1,5494	13	o. B.
		197,90	197,65	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
20.	290,08	187,10	187,07	187,03	18,2	1,5504		1,5513		1,5515	12	m. B.
21.	274,00	176,28	177,65	(179,01)	19,7	1,556	1,542	1,558	1,544	(1,530)	1	o. B.
		176,86	177,77	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
22.	266,27	171,40	172,13	(172,86)	18,4	1,553	1,546	1,554	1,547	(1,540)	11	
23.	264,99	168,13	170,16	(172,19)	15,8	1,576	1,557	1,575	1,556	(1,537)	2	o. B.
		168,21	170,52	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
24.	263,30	170,38	171,09	(171,81)	19,6	1,545	1,539	1,547	1,541	(1,535)	10	o. B.
		170,72	171,10	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
25.	261,82	169,32	169,98	(170,63)	18,5	1,546	1,541	1,547	1,542	(1,537)	8	o. B.
		169,40	169,98	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
26.	260,41	167,25	168,22	(169,20)	18,6	1,557	1,548	1,558	1,549	(1,539)	9	o. B.
		167,28	168,24	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
27.	259,67	166,26	167,63	(169,00)	17,7	1,562	1,549	1,564	1,551	(1,538)	3	o. B.
		166,30	167,76	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
28.	258,59	166,57	167,25	(167,93)	19,1	1,552	1,546	1,554	1,548	(1,542)	6	o. B.
	—	166,82	167,38	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
29.	257,73	167,98	167,35	(166,72)	19,1	1,534	1,541	1,536	1,543	(1,550)	7	o. B.
	—	168,01	167,33	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
30.	257,08	166,67	167,03	(167,39)	18,1	1,542	1,539	1,543	1,540	(1,537)	5	o. B.
	—	166,76	167,03	—	—	—	—	—	—	—		m. B.
31.	254,06	164,16	164,88	(165,59)	17,7	1,548	1,541	1,549	1,542	(1,535)	4	o. B.
	—	164,29	164,53	—	—	—	—	—	—	—		m. B.

wo das Toluol, wie die Punkte Nr. 18—20 zeigen, keine Dispersion besitzt. Die wenigen Beobachtungen, welche diesem Spektrumsteil angehören, erlauben es nicht, die Grenze solcher Gruppen näher festzustellen.

Der Vergleich des Spektrums des Toluols im Bereich von $\frac{\Lambda}{2} = 270$ mm bis $\frac{\Lambda}{2} = 250$ mm mit dem entsprechenden Teil des Spektrums des Benzols ist von großem Interesse.

Die Streifen 5 und 6 des Benzolspektrums sind auch im Spektrum des Toluols vorhanden.

Die Lagen der gleichnumerierten Beobachtungspunkte, welche sowohl im Spektrum des Benzols als auch im Spektrum des Toluols sich auf identisch gleiche Schwingungsperioden beziehen, weisen auf eine sehr geringe Verschiebung der Toluolstreifen zu kürzeren Wellen hin.

Ein solcher Zusammenhang zwischen dem Bau des Spektrums und der chemischen Zusammensetzung, welcher für das Lichtspektrum gut bekannt ist, ist also bei dieser Gelegenheit auch für das elektrische Spektrum festgestellt worden.

Messungen im Spektrum des Azetons.

Resultate der Messungen im Bereich von $\frac{\Lambda}{2} = 300$ mm bis $\frac{\Lambda}{2} = 180$ mm.

Die Messungen im Bereich von $\frac{\Lambda}{2} = 300$ mm bis $\frac{\Lambda}{2} = 180$ mm sind unmittelbar nach den

Digitized by Google

Messungen im Wasserspektrum gemacht worden, dabei sind die Größen der Brechungsindizes aus den relativen Knotenlagen bestimmt worden. Die auf diese Weise erhaltenen Resultate geben für alle untersuchten Schwingungsperioden eine und dieselbe Größe des Brechungsindex; in diesem Teil des Spektrums besitzt also Azeton keine Dispersion. Da in solchem Falle die Bestimmung der Brechungsindizes aus den relativen Knotenlagen nicht nur zulässig, sondern auch vorzuziehen ist, sind die erhaltenen Resultate unten angeführt. Jedenfalls ist es möglich, daß bei genügend großen Zwischenräumen unter einzelnen Beobachtungspunkten einzelne Streifen unbemerkt geblieben sind, was allerdings wenig wahrscheinlich ist. Die Messungen sind mit der Anordnung 2 ausgeführt worden. Der Abstand zwischen den Drähten war 1 cm, die Dimensionen des Troges $620 \times 70 \times 90$ mm, die Höhe der Flüssigkeit im Troge war 70 mm. Um festzustellen, ob der Trog genügend groß war, um keinen bedeutenden Fehler in die Resultate hineinzubringen, wurde in demselben Troge eine Messung für Wasser vorgenommen, dabei für den Spektrumsteil, wo das Wasser keine Dispersion besitzt. Die für Wasser erhaltene Größe des Brechungsindex war um 0,4 Proz. kleiner als die tatsächliche (8,923 statt 8,959). Auf Grund der Untersuchung von Drude ist daher zu schließen, daß der Fehler in vorliegendem Falle einige hundertstel Prozent nicht überschreitet.

Die zu untersuchende Portion Azeton wurde von der Firma Faust-Göttingen bezogen (spez. Gew. bei $15{,}2^0$ — bezogen auf Wasser bei 15^0 — 0,797).

Alle Größen des Brechungsindex, welche bei verschiedenen Temperaturen erhalten waren, sind nach der Formel auf 17^0 reduziert:

$$n_t = n_{17,0} - 0{,}0129\,(t - 17{,}0)\,.$$

Der Koeffizient 0,0129 ist aus Messungen für $\frac{\Lambda}{2} = 300{,}19$ mm bei zwei bedeutend verschiedenen Temperaturen bestimmt worden (Punkt Nr. 1, Tabelle 3). Die Resultate der Messungen sind unten in der Tabelle 3 zusammengestellt, deren Bezeichnungen keiner Erklärungen bedürfen.

Tabelle 3.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda}{2}$	t	n_t	$n_{17,0}$	Nr.	Der letzte zu bestimmende Knoten
1.	300,19	62,53	4,5	4,801	4,640	4	6
		65,94	23,8	4,552	4,640	—	6
2.	286,93	61,27	13,5	4,683	4,638	5	6
3.	269,40	57,09	10,2	4,720	4,632	1	6
4.	261,57	55,14	8,8	4,745	4,639	2	6
5	253,20	53,60	10,8	4,723	4,643	3	6
6.	247,10	52,58	12,2	4,700	4,638	9	7
7.	230,06	49,14	12,5	4,694	4,635	6	7
8.	208,42	44,54	14,0	4,679	4,640	8	7
9.	195,70	41,67	12,5	4,696	4,638	7	7
10.	184,18	39,43	14,3	4,671	4,636	10	5

Das Mittel für $n_{17,0}$ ist $4{,}6379 \pm 0{,}0009$[1]) $n^2_{17,0} = 21{,}510 \pm 0{,}008$.

Resultate der Messungen im Bereich von $\frac{\Lambda}{2} = 350$ mm bis $\frac{\Lambda}{2} = 330$ mm.

Zu Messungen in diesem Spektrumsteil führte folgende Überlegung. Im Intervall von $\frac{\Lambda}{2} = 350$ mm bis $\frac{\Lambda}{2} = 330$ mm besitzt Toluol ein kompliziertes Spektrum, im Spektrum des Benzols werden in der nämlichen Gegend keine Dispersionsstreifen beobachtet. Da der Vergleich des Spektrums des Benzols und des Toluols andererseits darauf hinweist, daß die Spektra chemisch verwandter Körper gleiche Streifen enthalten können, und daß vielleicht bestimmte chemische Gruppen durch bestimmte Streifen charakterisiert werden, so erschien es sehr verlockend, zu prüfen, ob sich in diesem Spektrumsteil des Toluols vielleicht Streifen vorfinden, welche der Methylgruppe angehören. Verhielte es sich so, so müßten solche Streifen auch im Spektrum des Azetons vorhanden sein. Die in der Tabelle 3 angeführten Messungen gingen nicht weiter als bis $\frac{\Lambda}{2} = 300$ mm, sie wurden deswegen von neuem vorgenommen, wobei der Brechungsindex diesmal aus den Knotenlagen relativ zur Flüssigkeitsgrenze bestimmt wurde. Die Messungen wurden bei den nämlichen Einstellungen ausgeführt, bei denen die Brechungsindizes des Benzols und Toluols bestimmt wurden: die einen und die anderen beziehen sich deswegen auf identisch gleiche Schwingungszahlen.

Die Azetonportion wurde von Kahlbaum bezogen.

Die Resultate sind in Tabelle 4 aufgeführt. In den Kolonnen 2, 3, 4 und 5 sind Halbwellenlängen angegeben, die aus den Lagen des ersten, zweiten, dritten und vierten Knotens in Azeton relativ zur Flüssigkeitsgrenze berechnet sind. Die Brechungsindizes sind nur für den zweiten und vierten Knoten berechnet, angeführt sind ebenfalls die Halbwellenlängen $\left(\frac{\lambda_r}{2}\right)$, die nach der Methode der kleinsten Quadrate aus

1) Aus den Messungen in diesem Intervall des Azetonspektrums sind Korrektionen erhalten worden, die der Berechnung der Resultate für Äthylalkohol zugrunde gelegt worden sind.

Digitized by Google

Tabelle 4.

	$\frac{A}{2}$	$\frac{\lambda_1}{2}$	$\frac{\lambda_2}{2}$	$\frac{\lambda_3}{2}$	$\frac{\lambda_4}{2}$	$\frac{\lambda_r}{2}$	t	$n_{2.t}$	$n_{4\ t}$	$n_{2.17,0}$	$n_{4.17,0}$	$n_{r.17,0}$	No.
2.	348,70	75,38	75,30	75,34$_5$	75,59$_6$	(75,60)	19,0	4,6308	4,613c$_6$	4,6566	4,6388$_6$	(4,6382)	1) 1)
4.	343,56	74,09	74,38	74,45$_5$	74,63$_6$	(74,71)	21,0	4,6189	4,6035$_6$	4,6705	4,6351$_6$	(4,6501)	2)
6.	341,34	73,48	74,03	74,10	74,06	(74,76	20,6	4,6108	4,6089	4,6568	4,6549	(4,6429)	3
8.	338,35	72,46	73,05	73,45	73,58	(73,98)	21,8	4,6317	4,5982	4,6036	4,6601	(4,6354)	4
10.	335,18	72,88	72,93	72,91	72,98	(72,46)	21,4	4,5959	4,5927	4,6475	4,6495	(4,6472)	7
11.	334,43	72,88	72,81	72,96	72,98	(73,04)	23,0	4,5932	4,5825	4,6654	4,6599	(4,6561)	9
12.	333,80	71,83	72,36	72,48	72,70	(72,97)	23,0	4,6156	4,5914	4,6878	4,6701	(4,6519)	8
13.	332,56	—	72,00	—	72,07	(72,15)	20,5	4,6188	4,6144	4,6626	4,6636	(4,6419)	12
14.	332,17	73,14	72,76	72,52	72,46	(72,21)	21,0	4,5651	4,5842	4,6167	4,6358	(4,6517)	6
15.	331,57	71,85	71,97	72,09	72,12	(72,30)	21,2	4,6070	4,6173	4,6397	4,6387	(4,6402)	11
16.	330,12	71,71	71,62	71,66	71,54	(71,51)	19,8	4,6093	4,6145	4,6441	4,6506	(4,6525)	10
17.	329,24	71,14	71,27	71,43	71,40	(71,52)	21,9	4,6190	4,6112	4,6822	4,6744	(4,6666)	5

1) Für die Punkte No. 2 und 4 beziehen sich $\frac{\lambda_3}{2}$, $\frac{\lambda_4}{2}$, $n_{4.t}$ und $n_{4.17,0}$ auf die Knoten 5 und 6, was unten durch ein entsprechendes Zeichen markiert ist.

der relativen Lage der Knoten berechnet sind, entsprechend die Brechungsindizes $n_{r17,0}$, im übrigen ist die Tabelle nach dem Schema der Tabellen 1 und 2 angelegt.

Die angeführten Resultate zeigen, daß Azeton im untersuchten Teil des Spektrums in der Tat Dispersion besitzt; von Punkt Nr. 10 angefangen sind die Resultate durch die Kurve III dargestellt, wobei die stärker ausgezogene Kurve sich auf die Größen $n_{2.17,0}$, die schwächer ausgezogene auf die Größen $n_{4.17,0}$ bezieht.

Der Vergleich der für Azeton erhaltenen Resultate mit den Resultaten der Messungen in Toluol zeigt, daß nicht nur im gegebenen Teil des Spektrums des Azetons Dispersionsstreifen liegen, sondern auch, daß der Streifen 4 des Spektrums des Toluols sich identisch im Spektrum des Azetons vorfindet.

Ein solcher Streifen muß deshalb der Methylgruppe angehören. In demselben Spektrumsteil liegt auch der Streifen 4 des Spektrums des Äthylalkohols. Man kann jedoch nicht darauf bestehen, daß dieser Streifen des Äthylalkohols in der Tat zu der Methylgruppe gehört, da die Streifen des Äthylalkohols viel breiter sind und deswegen über ihr Zusammenfallen nur annähernd geurteilt werden darf, außerdem könnte ja auch der schmale „Methylstreifen" überhaupt im Spektrum des Äthylalkohols unentdeckt bleiben, da die zeitliche Dämpfung der Schwingungen in Äthylalkohol wegen seiner starken Absorption eine viel bedeutendere sein muß. Diese Resultate berechtigen uns zu vermuten, daß der „Methylstreifen" auch im Spektrum aller Körper, unter anderem auch Gasen, zu finden ist, falls in deren Molekül sich die Methylgruppe auch als Bestandteil findet. Inwieweit solche unsere Erwartungen sich tatsächlich rechtfertigen werden, kann erst die weitere Forschung zeigen.

Die Messungen in Äthylalkohol und die in dieser Abhandlung beschriebenen sind im Physikalisch-chemischen Institut der Universität Göttingen angefangen und (im Sommer 1906) im Physikalischen Institut der Universität Berlin zu Ende geführt worden.

Indem ich meinen Dank Herrn Prof. Nernst und Herrn Prof. Dolezalek sowohl für das Interesse an meiner Arbeit als auch für die liebenswürdige Überlassung aller erforderlichen Hilfsmittel ausspreche, empfinde ich das lebhafte Bedürfnis, in tiefer Dankbarkeit Herrn Prof. Drudes zu gedenken, in dessen Arbeiten ich sowohl Anregung als Leitung gefunden habe und dessen weitgehendes Entgegenkommen es mir ermöglichte, diese Arbeit in dem Institute, welches damals unter seiner Leitung stand, zu Ende zu bringen.

Warschau.

(Eingegangen 9. Februar 1910.)

Der Barretter und seine Verwendbarkeit als Indikator in elektrisch schwingenden Systemen.

Von Wilhelm Kempe[1]).

Benutzte Zeichen.

i_B der im Barretter fließende Strom.
W_B der diesem Strom entsprechende Barretterwiderstand.
$i_{B\,opt}$ der günstigste Heizstrom.
$W_{B\,opt}$ der diesem Strom entsprechende Barretterwiderstand.
$\sigma = \left[\frac{\Omega}{i}\right]$ = Stromfaktor, d. h. die Widerstandszunahme, welche eintritt, wenn der Heizstrom von $i_{B\,opt}$ an um 1 Milliamp. erhöht wird.

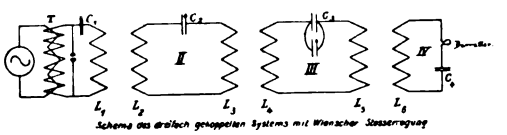
1) Mitteilungen der physikal. Versuchsstation Halle-Cröllwitz, Nr. 19.

Digitized by Google

L_{11} = Koeffizient der Selbstinduktion.
L_{12} = Koeffizient der gegenseitigen Induktion.
C = Kapazität.
C_r = Kapazität in der Resonanzlage.
b_{50}, b_{60}, b_{70} die den Ordinatenwerten 50, 60, 70 Skt. entsprechenden Breiten der Dämpfungskurve.
b_m mittlere Breite der Dämpfungskurve.
$\left(b_m = \frac{b_{50} + b_{60} + b_{70}}{3}\right)$
ν = Frequenz.
K^2 = Koppelungsfaktor.
λ = Wellenlänge.

Der Barretter besteht aus einem Wollastondraht mit dünnem Silbermantel, der in Form einer U-Schleife mit Zuführungen aus Platindraht in ein Glasgehäuse eingefügt wird, das gut evakuiert wird. Am Bogen der Schleife wird der Silbermantel nach einem besonderen Verfahren mit warmer Salpetersäure abgeätzt, so daß die Schleife in diesem Teile nur aus der außerordentlich dünnen (3—5 μ) Platinseele besteht. Der Widerstand der Schleife, der bei gleicher Drahtstärke hauptsächlich durch die Länge des abgeätzten Stückes bedingt ist, hängt stark von dem Heizstrom ab, der durch die Schleife fließt. Die Widerstandsänderung bei Änderung des Heizstromes kann man direkt als Maß für die Stromänderung ansetzen. Der Barretter ist also im Prinzip ein Bolometer, das sich nur durch seinen außerordentlich feinen Draht und die dadurch bedingte hohe Empfindlichkeit von den früheren Bolometertypen unterscheidet. In der Literatur finden sich auch beide Bezeichnungen „Barretter" und „Vakuumbolometer" nebeneinander. Im folgenden wird, um in Übereinstimmung mit einer Reihe anderer Publikationen zu bleiben, die Bezeichnung „Barretter" gebraucht werden.

Bei unseren Untersuchungen wurde der Barretter stets in einer Wheatstoneschen Brückenschaltung benutzt. Die Empfindlichkeit wurde bestimmt in einem System mit Wienscher Stoßerregung (Fig. 1). Die Wellenlänge war 360 m.



Schema des dreifach gekoppelten Systems mit Wienscher Stoßerregung

Fig. 1.

Ein Kreis I aus Selbstinduktion und Kapazität parallel zu einer Löschfunkenstrecke mit Wasserstoffatmosphäre geschaltet, wird angeregt durch einen Transformator T, der seine Energie aus einer Teslamaschine empfängt. Lose angekoppelt ist Kreis II, bestehend aus Selbstinduktion, Kapazität und möglichst geringem Ohmschen Widerstand. Zur Aufnahme von Resonanzkurven ist Kreis III, der „Meßkreis", mit variablem Kondensator angekoppelt, er überträgt die Energie auf Kreis IV, in dem der Indikator, in unserem Falle der Barretter, liegt.

Nach den Arbeiten von K. E. F. Schmidt[1]), Rautenkrantz[2]), Neuhaus[3]) sind dabei folgende Resultate gefunden worden:

1. Jeder Barretter zeigt bei einem Heizstrom von gewisser Stärke ein Maximum der Empfindlichkeit. Die Stärke dieses günstigsten Heizstromes, den wir mit $i_{B\,\mathrm{opt}}$ bezeichnen wollen, hängt vom Widerstand des Barretters bei gleicher Strombelastung ab. Aus praktischen Gründen ist hierbei zunächst einheitlich eine Normalstromstärke von 0,002 Amp. angenommen worden. Die Stärke des günstigsten Heizstromes ist unabhängig von der Frequenz des zu messenden Wechselstromes (Fig. 2).

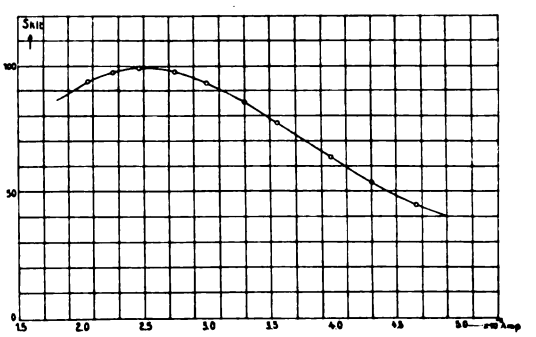


Fig. 2. Abhängigkeit der Empfindlichkeit vom Heizstrom.

2. Eine Reihe von Barrettern aus demselben Draht, mit verschiedener Schleifenlänge, d. h. mit verschiedenem Widerstand, zeigt ungleiche Empfindlichkeit. Die Empfindlichkeit steigt mit wachsendem Widerstand (bezogen auf 0,002 Amp.) und mit wachsendem Stromfaktor $\left(\frac{\Omega}{i}\right)$ bis zu einem Maximum an und fällt dann wieder ab. Jede Drahtserie hat also einen empfindlichsten Barretter (Fig. 3).

3. Die Empfindlichkeit wächst, wenn das Verhältnis

$$q = \frac{W_B}{W} = \frac{W_3}{W_4},$$

W_B = Barretterwiderstand,
W = Vergleichswiderstand,
W_3, W_4 = Verzweigungswiderstände.

so klein als möglich gemacht wird. Aus Gründen konstruktiver Natur wählten wir für unsere prak-

1) K. E. F. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 601—606, 1907.
2) Rautenkrantz, diese Zeitschr. **9**, 911—915, 1908; **10**, 93—97, 1909.
3) Neuhaus, Dissertation, Halle 1909.

Digitized by Google

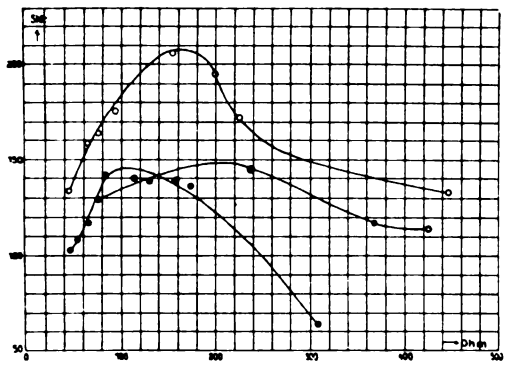


Fig. 3. α-Werte $= f(W_B$ bei $i_B = 2 \times 10^{-3}$ Amp.)
⊙ = 0,00315 mm Pt-Barretter.
⊗ = 0,00525 „ „
○ = 0,0035 „ „ I.

tischen Kombinationen das Verhältnis $q = \frac{1}{10}$

Eine weitere Verkleinerung von q ergibt keine beträchtliche Steigerung der Empfindlichkeit mehr[1]).

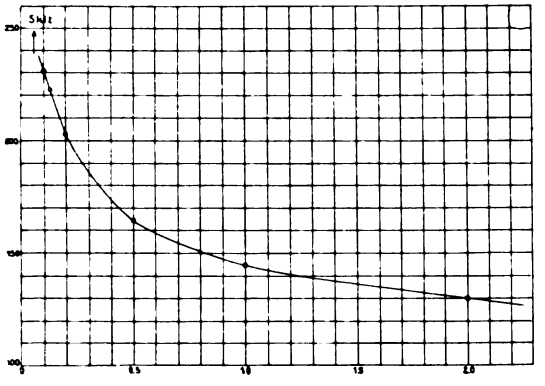


Fig. 4 $\alpha_{max} = f(q)$.

Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Summe $(W_3 + W_4)$ zeigt Fig. 5.

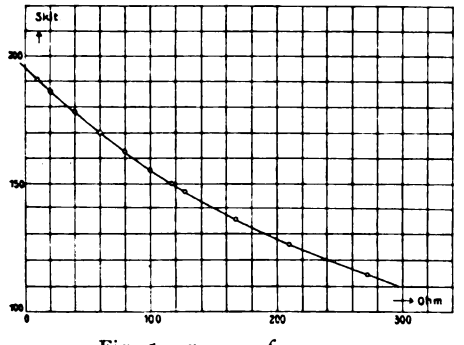


Fig. 5. $\alpha_{max} = f(W_3 + W_4)$.

1) Zöllich, Empfindlichkeit von Barretteranordnungen. Diese Zeitschr. **10**, 899, 1909.

Es traten nun folgende Fragen auf:

1. Hängt die Empfindlichkeit einer Drahtserie mit der Drahtstärke und dem Widerstand zusammen?

2. Ergeben sich für Schwingungen anders erregter Systeme die gleichen Verhältnisse?

3. Wie ist der Barretter bei schnellen elektrischen Schwingungen als Indikator zu benutzen und wie sind seine Angaben über Amplitude und Dämpfung zu bewerten?

Um die 1. Frage zu beantworten, mußte das Material von Neuhaus um die Resultate anderer Drahtserien vermehrt werden. Es wur-

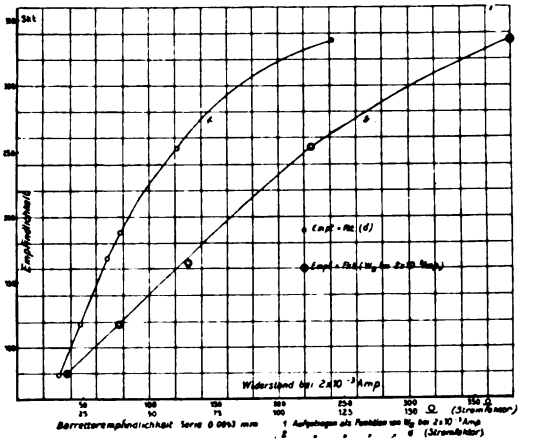


Fig. 6

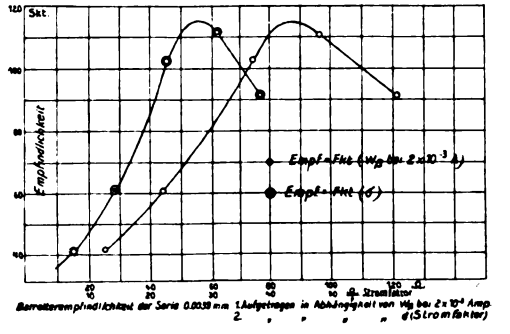


Fig. 7.

den daher 2 Drahtserien 0,0039 mm ⏀ mit dünnem Silbermantel und 0,0043 mm ⏀ mit dickem Silbermantel untersucht. Sie ergaben ähnliche Kurven, wie die früher untersuchten Serien. Die aus der letzteren Serie gefertigten Barretter zeigen eine sehr hohe Empfindlichkeit, der empfindlichste zeigt annähernd die 16fache Empfindlichkeit gegenüber dem besten im Laboratorium befindlichen Thermoelement.

Die Kurven Fig. 6 und 7 zeigen den Verlauf der Empfindlichkeit.

Vergleichen wir diese Resultate mit der von

Digitized by Google

Neuhaus und Rautenkrantz gefundenen, so ersehen wir daraus:

Eine Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Drahtstärke läßt sich aus dem bisherigen Material nicht folgern.

Der Grund dafür ist meines Erachtens in dem Einfluß der verschiedenen Silbermäntel zu suchen, der bisher noch nicht berücksichtigt wurde. Ein weiterer Grund liegt darin, daß wir alle Widerstandskurven nur für Gleichstrom aufnehmen und die aus ihnen gewonnenen Daten auf Wechselströme bezw. schnelle Schwingungen anwenden, während die Widerstandsänderungen im Wechselstrom tatsächlich ganz andere sein werden. Leider finden sich in der Literatur noch keine Angaben über die Wechselstromwiderstände derartig feiner Drähte, wie wir sie verwenden.

Wir können also die bei diesen Untersuchungen gemachten Erfahrungen dahin aussprechen:

Der Silbermantel hat einen gewissen Einfluß auf die unter den einzelnen Faktoren bestehenden Beziehungen; um ihn zu konstatieren, sind 2 Drahtserien mit gleichem Platinkern, aber verschieden starkem Mantel zu untersuchen.

Die bisher nur für Gleichstrom aufgenommenen Kurven, Widerstand bei verschiedener Stromstärke und die aus ihnen gewonnenen Stromfaktoren $\left(\frac{\Omega}{i}\right)$ sind für schnelle Schwingungen aufzunehmen.

Erst die so gewonnenen Kurven werden es möglich machen, sichere Schlüsse über die zwischen den einzelnen Faktoren bestehenden Beziehungen zu ziehen. Die Arbeiten werden auch in dieser Richtung fortgesetzt werden und werden, da inzwischen durch die empfindlicheren Barretter ein besseres System hergestellt werden konnte, auch für die Barretteruntersuchungen bessere Resultate ergeben.

2. Die Empfindlichkeit der Barretter in Systemen mit verschiedener Erregung.

Wie schon oben erwähnt, sind alle früheren Untersuchungen nur in einem System mit Wienscher Stoßerregung durchgeführt worden. Es war daher von Interesse, die Verhältnisse zu studieren, die sich in anders angeregten Systemen, z. B. in dem, durch die Sendestation Cröllwitz[1]) angeregten Blonsberger System[2]), ergeben.

Eine Reihe von Barrettern verschiedener Drahtstärken wurde in Form transportabler Kombinationen eingebaut und ihre Empfindlichkeit im zweifach gekoppelten System der 8 km entfernten Versuchsstation Blonsberg bestimmt.

Die Messungen wurden ausgeführt:

1. Für den direkten Empfang (Barretter induktiv an Antenne gekoppelt).

2. Für den gekoppelten Empfang (Kurze Welle). Zwischen Antenne und Barretterkreis ein Meßkreis eingefügt.

Vorher waren sämtliche Barretterkombinationen hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit in dem System mit Wienscher Stoßerregung geprüft worden. Die Resultate zeigt Tabelle 1.

Tabelle 1.

Nr.	$W_{B\,opt}$ Ω	Empfindlichkeit (Skt.) Wien	dir. Empf.	Gek. Empf.	$\frac{E}{E_W}$	$\frac{E_G}{E_W}$	Drahtstärke
45	60,2	30	97	155	3,23	5,18	0,00525
102	131,4	166	223	331	1,34	1,97	0,0035
43b	170,5	183	170	246	0,93	1,34	0,0043
87	219,5	271	210	281	0,79	1,02	0,00315

Darin bedeuten die Brüche:

$$\frac{E_D}{E_W} = \frac{\text{Empfindl. im direkten Empfang,}}{\text{Empfindl. im Wienschen System,}}$$

$$\frac{E_g}{E_W} = \frac{\text{Empfindl. im gekoppelten Empfang.}}{\text{Empfindl. im Wienschen System,}}$$

d. h. sie geben die relativen Empfindlichkeiten, bezogen auf das Wiensche System, an.

Diese relativen Empfindlichkeiten, aufgetragen als Funktion der Barretterwiderstände, zeigt Fig. 8.

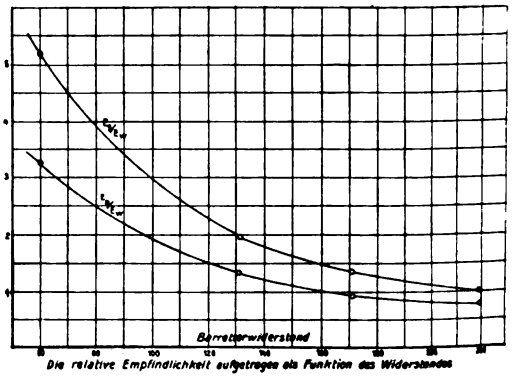


Fig. 8.

Wir erhalten daraus die Beziehung: die relative Empfindlichkeit im zweifach gekoppelten Empfangssystem, bezogen auf die Empfindlichkeit im Wienschen System, nimmt mit wachsendem Barretterwiderstand ab.

Wir wollen diese Erscheinung zu erklären

1) Joh. Kaiser, Dissertation. Halle 1909. (Auszug: Diese Zeitschr. **10**, 886, 1909.)

2) G. Heinecke, Dissertation: Über ein doppelt induktiv gekoppeltes System für drahtlose Telegraphie. Halle 1909. (Auszug: Diese Zeitschr. **10**, 893, 1909.)

Digitized by Google

versuchen, indem wir kurz auf die Vorgänge im Barretter eingehen. Ein erster Impuls rege im Kreis eine Schwingung an, die gemäß dem Dämpfungsfaktor abklingt. Sie wird dem Barretter eine bestimmte Wärmemenge zuführen. Es wird nun eine gewisse Zeit vergehen, bis ein neuer Impuls eine neue Schwingung mit gleichem Effekt auslöst. Während dieser Zeit könnte sich der Barretter durch Wärmeabgabe, sei es durch Strahlung oder durch Leitung, abkühlen. Der gesamte Wärmeeffekt und damit auch die Empfindlichkeit nach einer Reihe von Impulsen wird also von der Größe der Zeitintervalle, in der die Impulse aufeinander folgen, abhängig sein.

Nun steht die Anzahl der Impulse im Zusammenhang mit der Zahl der Funkenübergänge und diese sind bei unseren Systemen sehr verschieden. In dem Wienschen Stoßkreis ist ihre Anzahl so groß, daß nahezu eine kontinuierliche Folge von Schwingungen entsteht, während im Cröllwitzer Sendesystem nur etwa 10 bis 25 Übergänge pro Sek. erfolgen.

3. Wie ist der Barretter in elektrisch schwingenden Systemen als Indikator zu benutzen und wie sind seine Angaben über Amplitude und Dämpfung zu bewerten?

Es handelt sich um die Beantwortung der Fragen:

1. Ist die Dämpfung abhängig von der Wahl des Barretters?
2. Hängt die Dämpfung vom Widerstand des gesamten Barretterkreises ab?
3. Wie ist der Barretterkreis zu gestalten, um die günstigsten Verhältnisse, geringe Dämpfung bei großer Amplitude, zu erhalten?

Einfluß der Koppelung des Barretterkreises an den Meßkreis auf die Dämpfung.

Die Theorie verlangt, daß der Barretterkreis so lose gekoppelt wird, daß keine Rückwirkung auf den anregenden Kreis stattfinden kann. Die Frage: Wann tritt diese Rückwirkung ein und wie verhält sie sich? ist im folgenden für unser System untersucht worden, indem bei sonst gleichen Verhältnissen die Koppelung variiert wurde und aus den dabei aufgenommenen Resonanzkurven die Dämpfung ermittelt wurde.

Aus den Versuchen ergibt sich: Mit fester werdender Koppelung, d. h. mit kleiner werdendem Abstande zwischen L_5 und L_6 (Fig. 1) bewirkt die gegenseitige Induktion eine Änderung der Induktanzwerte der beiden Kreise, die sich als Vergrößerung der zur Resonanz gehörigen Kapazität im Meßkreis äußert. Gleichzeitig tritt ein Anstieg der Dämpfung ein.

Die Abhängigkeit der Dämpfung und der Rückwirkung vom Koppelungskoeffizienten zeigt Fig. 9. Eine ähnliche Gerade für die Rückwirkung ergibt sich auch nach der γ-Theorie von Seibt[1]).

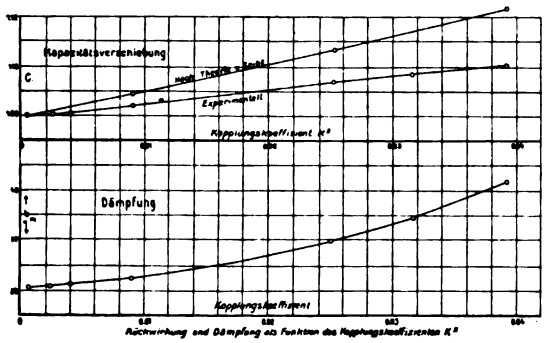


Fig. 9.

Abhängigkeit der Amplitude und Dämpfung vom Widerstande im Kreis.

Für den Zustand des Barretterkreises gibt es 3 Möglichkeiten:

1. der Barretterkreis schwingt aperiodisch,
2. der Barretterkreis ist schwingungsfähig, aber gegen den Meßkreis verstimmt,
3. der Barretterkreis ist schwingungsfähig und mit dem Meßkreis in Resonanz.

Für alle 3 Arten wurde untersucht:

1. Ob die Dämpfung von dem im Kreis liegenden Ohmschen Widerstand abhängt,
2. ob die Dämpfung von dem Widerstand des Barretters abhängt.

Vorausgesetzt wird, daß der Barretterkreis so lose gekoppelt wird, daß die Rückwirkung mehr auf den Meßkreis stattfinden kann.

Es ergeben sich dann die Resultate:

Die Dämpfung ist unabhängig vom Widerstand im Barretterkreis und von der Wahl des Barretters.

Der Einfluß der Verstimmung des Barretterkreises mit Induktanz oder Kapazität auf die Dämpfung.

1. Die Eigenwelle des Barretterkreises wird durch Veränderung der Selbstinduktion variiert.

Ist nun die Messung der Dämpfung des ganzen Systems abhängig vom Grad der Verstimmung des Barretterkreises gegen die übrigen? Um dies zu untersuchen, wurde bei konstanter Koppelung und konstanter Kapazität die Eigenwelle des Barretterkreises gegen die des Meß-

1) Seibt, Resonanzinduktorien. E.T.Z. **14**, 276 ff., 1904.

Digitized by Google

kreises verkürzt, abgestimmt oder verlängert, indem in den Kreis, vorher mit der Dolezalekbrücke gemessene, blanke Kupferspulen eingefügt werden. In jeder Lage wurde eine Resonanzkurve aufgenommen und der zugehörige Dämpfungswert ermittelt. Da die Wellenlänge des Systems etwa 358 m beträgt, müssen bei der Resonanzlage etwa 67 000 cm Selbstinduktion zugeschaltet werden. Die gefundenen Werte sind in Tab. 2 zusammengestellt.

In dem mit * bezeichneten Falle erreicht die Dämpfungskurve die Ordinate 50 Skt. nicht mehr. Tragen wir die so erhaltenen Breiten der Dämpfungskurve als Funktion der zugehörigen Selbstinduktion auf, so ergibt sich Fig. 10.

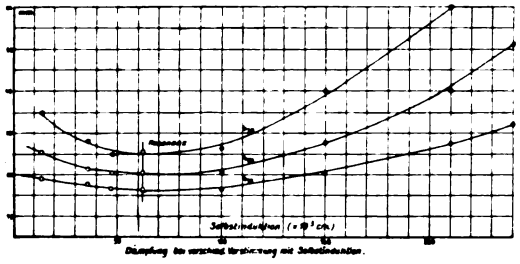


Fig. 10.

Wir erhalten daraus das wichtige Resultat:

Bei Verstimmung mit Induktanz bei konstanter Kapazität erreicht die Dämpfung ein Minimum, wenn der Barretterkreis mit den übrigen Kreisen in Resonanz ist.

Eine Erklärung für diese Erscheinung, die praktisch von weittragender Bedeutung ist, hat sich leider noch nicht finden lassen, da sich die Verhältnisse bei erzwungenen Schwingungen sehr schwer übersehen lassen.

Tabelle 2.

L (cm el. m)	b_{70}	b_{60}	b_{50}
13800	19,3	25,4	34,8
30560	17,7	21,8	28,2
47290	16,4	20,2	25,0
67000	16,4	20,4	25,6
100000	16,6	20,6	26,1
150000	20,1	27,9	40,1
210000	27,6	40,2	60,2
240000	32,2	51,2	—*

2. Die Eigenwelle des Barretterkreises wird durch Kapazität variiert.

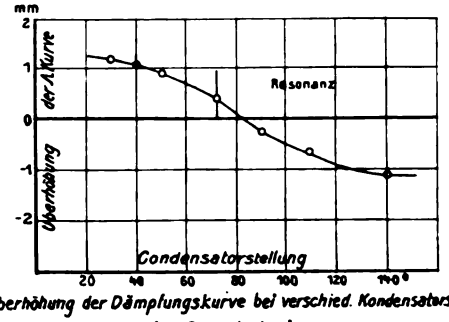
Die Dämpfung schwankt bei den verschiedenen Kapazitätswerten nur innerhalb der Beobachtungsfehler (3 Proz). Wir erhalten also das Resultat:

Die Gesamtdämpfung ist unabhängig von der Kapazität im Barretterkreis.

Dieses Resultat wird auch dadurch bestätigt, daß die Dämpfung sich nicht ändert, wenn wir von dem abgestimmten Kreis zu dem aperiodischen übergehen, indem wir einen sehr großen Kondensator in den Kreis legen.

Die zuletzt besprochene Versuchsreihe ergab noch ein weiteres interessantes Resultat. Bei allen Versuchen mit den verschiedensten Systemen zeigen die aufgenommenen Dämpfungskurven eine einseitige leichte Überhöhung, die man sich anfangs nicht erklären konnte. Man kam schließlich dahin, diese Überhöhung auf Unsymmetrien in den Schaltungen zurückzuführen, was auch zweifellos zum Teil der Fall sein wird. Nun ist aber das von mir benutzte System (Fig. 1) vollkommen symmetrisch gebaut, danach dürfte also die Überhöhung hier nicht auftreten. Tatsächlich findet sie sich aber auch bei meinen Kurven und zwar liegt die Überhöhung teils auf der Seite der kürzeren, teils auf der Seite der längeren Wellen und ist von sehr verschiedener Größe. Ein Maß für die Überhöhung ist die Differenz der Breiten, die von der $r_r =$ Ordinate nach beiden Seiten gemessen werden. Die Überhöhung für die einzelnen Kurven ist in Tabelle 3 zusammengestellt. Darin bedeuten ferner b_k die Breiten der Dämpfungskurve nach der Seite der kürzeren Wellen gemessen, b_1 die Breite nach der Seite der längeren Wellen gemessen. Gebildet wird $b_k - b_1$ als Maß für die Überhöhung bei 50 Skt.

Tragen wir die Überhöhungen als Funktion der Kondensatorstellungen auf, so ergibt sich Fig. 11.



Überhöhung der Dämpfungskurve bei verschied. Kondensatorstellung im Barretterkreis.

Fig. 11.

Wir erhalten also das Resultat: Ist die Eigenwelle des Barretterkreises kürzer, als die der übrigen, so ergibt sich eine Überhöhung der mit dem Meßkreis aufgenommenen Dämpfungskurven nach der Seite der kürzeren Wellenlängen, ist sie länger, als die der übrigen, so

Digitized by Google

ergibt sich eine Überhöhung nach der Seite der längeren Wellen.

Tabelle 3.

Kond. Stellg.	b_k (50)	b_1 (50)	$b_k - b_1$
	mm	mm	mm
30°	9,1	7,9	1,2
40°	9,1	8,0	1,1
50°	9,0	8,1	0,9
72° (Res.)	9,0	8,6	0,4
90°	8,6	8,9	— 0,3
110°	8,3	9,0	— 0,7
140°	8,0	9,1	— 1,1

Die Erscheinung der Überhöhung ist also in diesem Falle dadurch zu erklären, daß die durch die Resonanzerscheinung zwischen Kreis II und dem Meßkreis bedingte Amplitude durch das Resonanzphänomen zwischen Kreis IV und dem Meßkreis beeinflußt wird, indem z. B., wenn die Eigenwelle des Barretterkreises kürzer ist als die des Meßkreises, sich der Meßkreis bei Aufnahme der Resonanzkurve immer mehr von der Resonanzlage mit dem Barretterkreis entfernt und dadurch die Amplitude mehr und mehr herabgedrückt wird, was dann in der Dämpfungskurve die positive Überhöhung ergibt.

Danach müßte aber die Überhöhung im Resonanzfalle zwischen Barretterkreis und Meßkreis gleich null sein, dies ist aber praktisch nur angenähert der Fall, was wahrscheinlich auf Phasenverschiebungen zwischen den Kreisen zurückzuführen ist.

Das Resultat der Dämpfungsmessung wird durch diese Überhöhung nicht beeinflußt.

Vorstehende Zeilen bilden das Resümee zweier Dissertationen: Th. Neuhaus, Über Empfindlichkeit der Barretter und die Zuverlässigkeit der mit ihnen ausgeführten Messungen, Halle 1909; W. Kempe, Studien zum Barretter, Halle 1909.

In bezug auf Einzelheiten muß auf diese Arbeiten verwiesen werden.

Halle a. S., Januar 1910.

(Eingegangen 26. Februar 1910.)

Das Verhalten des Wehnelt-Unterbrechers bei parallel liegender Kapazität.

Von C. Déguisne und P. Ludewig.

In den Primärkreis eines mit Gleichstrom gespeisten Induktors legt man parallel zu dem rotierenden Unterbrecher gewöhnlich zum Funkenlöschen einen Kondensator, dessen Größe, wie Walter[1]) gezeigt hat, für die Länge des sekundären Funkens ein Optimum besitzt, das bei einem 30-cm-Induktor bei ca. 0,2 Mikrofarad liegt. Mit der Einführung des Wehneltunterbrechers in die Röntgentechnik wurde dieser Kondensator überflüssig. Der Wehneltunterbrecher unterbricht besser ohne Kondensator. Die Erfahrung zeigt, daß bei Parallelschaltung eines Kondensators der Stromabfall langsamer und damit die sekundäre Funkenlänge geringer wird.

Die folgenden Ausführungen sollen die Erscheinungen, die bei der Parallelschaltung eines Kondensators zum Wehneltunterbrecher auftreten, an der Hand oszillographischer Aufnahmen verfolgen.

Als Betriebsspannung für den Wehneltunterbrecher benutzten wir 72 Volt, die unter Zwischenschaltung einer Selbstinduktionsspule ohne Vorschaltwiderstand an den Unterbrecher gelegt wurde (vgl. Fig. 1). Wir wollen im folgenden mit

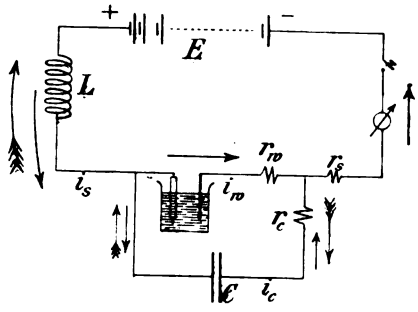


Fig. 1.

i_s den Strom in der Selbstinduktion L,
i_w den Strom im Wehneltunterbrecher,
i_c den Strom in der Kapazität

bezeichnen. Um jeden dieser drei Ströme oszillographisch aufnehmen zu können, liegen in den entsprechenden Stromkreisen die Widerstände r_s, r_w, r_c, die je aus einem kurzen, dicken, gerade ausgespannten Draht von ca. 0,1 Ohm Widerstand bestehen. Die Oszillographenschleifen sind zu ihnen mit geeignetem Vorschaltwiderstand parallel gelegt.

Aus den so erhaltenen Oszillogrammen seien die in den Fig. 2—8 auf Tafel XI reproduzierten als besonders charakteristisch wiedergegeben.

Die Kurven der Fig. 2 und 3 sind bei folgenden Versuchsbedingungen aufgenommen.

Es war:
$E = 72$ Volt,
$L =$ eine Spule mit unterteiltem Eisenkern von ca. 0.3 Henry,
$C = 10$ Mikrofarad.

Die Stiftlänge des Wehneltunterbrechers betrug ca. 3 mm. Die Zahl der Unterbrechungen ca.

1) Walter, Ann. d. Phys. **62**, 300, 1897.

Digitized by Google

20 pro Sekunde. Fig. 2 zeigt oben den Strom im Unterbrecher i_w, und unten den Strom im Kondensator i_c; Fig. 3 oben wieder i_w, und unten den Strom im Hauptkreis i_s. Es sind jedesmal zwei Kurven zu gleicher Zeit aufgenommen, um die Stromänderungen zu einer bestimmten Zeit vergleichen zu können.

Zunächst fällt in die Augen der vollkommen glatte Stromverlauf im Hauptkreis, während sich in den beiden parallel geschalteten Kreisen ein eigentümlich zackiger Stromverlauf abspielt. Abweichend von den bei gewöhnlichem Wehneltunterbrecherbetrieb erhaltenen Stromkurven zeigt hier die Hauptstromkurve ein Heruntergehen unter die Nullinie, das auch schon Wehnelt[1]) in seiner ersten Veröffentlichung erwähnt.

Analysieren wir den ganzen Vorgang unter Heranziehung aller drei Kurven, so werden wir ihn uns folgendermaßen erklären müssen:

Der Strom im Haupt- und im Unterbrecherkreis steigt langsam nach dem Exponentialgesetz in der Richtung der unbefiederten Pfeile in Fig. 1 an, bis der Stift vollkommen mit Blasen bedeckt ist. In diesem Augenblick erfolgt die Unterbrechung des Stromes im Wehnelt, und die nunmehr am Kondensator liegende Spannung lädt diesen auf: erster Abfall von i_w und erste Zacke von i_c.

Die so aufgeladene Kapazität sucht sich nun in Richtung des befiederten Pfeiles zu entladen, und zwar geschieht dies, wie die Oszillogramme zeigen, zum Teil durch den Wehneltunterbrecher in einem Sinne, der, wie aus der Fig. 1 hervorgeht, und wie auch die Oszillogramme bestätigen, dem bisher durch den Wehneltunterbrecher fließenden Strom gleichgerichtet ist. Während dieses Vorganges haben wir uns im Wehneltunterbrecher zwischen Platinstift und Flüssigkeit ein unregelmäßiges Funkenspiel zu denken, das die vielen Zacken in den entsprechenden Kurven verursacht.

Zu gleicher Zeit hat neben diesem Vorgang in dem Schwingungskreis, der aus der Kapazität C und der Selbstinduktion L besteht, eine langsame Schwingung eingesetzt, deren zeitlicher Verlauf in dem abfallenden Ast des Hauptstromes i_s zum Ausdruck kommt. Vergleicht man nämlich diese Kurve mit der Kurve der Fig. 4, die mit einem Rotaxunterbrecher bei Parallelschaltung einer nur wenig größeren Kapazität erhalten ist, so sieht man, wie der Abfall unseres Hauptstromes dem Schwingungsansatz bei dem Rotaxunterbrecher ähnlich ist. Dementsprechend zeigt das Oszillogramm des Kapazitätsstromes i_c eine Änderung der Stromrichtung und der Hauptstrom ein Heruntergehen unter die Nullinie.

Im Augenblick, wo der Hauptstrom durch Null hindurchgeht, ist die Kapazität voll geladen und hat also die Spannung der Batterie. Bei ihrer Entladung, die im Sinne des befiederten Pfeiles erfolgt und im Oszillogramm des Hauptstromes dem ersten negativen Kurvenstück bis zu dem scharfen Knick entspricht, kommt auch durch den Wehneltunterbrecher ein im Sinne des unbefiederten Pfeiles laufender Stromstoß zustande (letzte positive Zacke von i_w), bis das störende Funkenspiel aufhört und wieder dauernder Kontakt im Wehneltunterbrecher eintritt. Dieser Augenblick ist durch den scharfen Knick in der Kurve i_s deutlich zu erkennen. Die Kapazität, die jetzt plötzlich kurzgeschlossen ist, entlädt sich vollends in einem kurzen Stromstoß, der in der i_c-Kurve durch eine scharfe Spitze nach oben markiert ist, und im Wehneltunterbrecher tritt die Stromrichtung des Hauptstromes ein, der erst noch negativ ist und dann allmählich zu positiven Werten ansteigt. Damit ist der Ausgangszustand wieder erreicht und der Vorgang wiederholt sich.

Das im Wehneltunterbrecher während des Stromabfalles auftretende Funkenspiel wird wahrscheinlich aus allerdings sehr unregelmäßig verlaufenden Schwingungen zwischen der Kapazität und der sehr kleinen Selbstinduktion der Zuleitungsdrähte des Wehneltunterbrechers bestehen. Ein derartiger Schwingungsvorgang tritt besonders deutlich hervor, wenn man nach Schaltung Fig. 9 in den Wehneltkreis noch eine

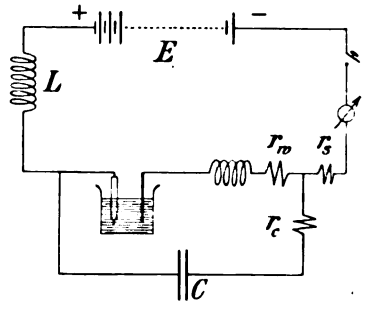


Fig. 9.

Selbstinduktion schaltet und so die Schwingungen in dem fraglichen Kreise langsamer und ausgeprägter macht. Ein derartiges Oszillogramm zeigt Fig. 5. In ihm ist oben der Strom im Wehneltunterbrecher, unten der Gesamtstrom aufgezeichnet. Wie sich zeigt, treten ab und zu — nicht regelmäßig — vor Unterbrechung des Hauptstromes in dem aus Kapazität und der Zusatz-Selbstinduktion bestehenden Kreis durch den Wehneltunterbrecher hindurch sehr

1) Wehnelt, Wied. Ann. **68**, 233, 1899.

Digitized by Google

prägnante Schwingungen auf, die auch auf den Hauptkreis zurückwirken, da wahrscheinlich während der Schwingungen an der Unterbrechungsstelle ein im Takt der Schwingungen variierender Widerstand vorhanden ist.

Aus dem Gesagten ergibt sich, was von verschiedenen Seiten schon gefunden, daß die Parallelschaltung einer Kapazität zum Wehneltunterbrecher einerseits eine Verlangsamung der Unterbrechung, andererseits ein Heruntergehen des Hauptstroms unter Null zur Folge hat. Denken wir beispielsweise an die Anwendung dieser Schaltung beim Röntgenbetrieb, so würde zwar die erstgenannte Wirkung eine Verringerung der Schlagweite des Induktors, also bei kleineren Apparaten die Beschränkung auf mittlere und weiche Röhren bedingen; der zweite Umstand jedoch, die Fortsetzung des Stromabfalls unter Null, brächte eine nicht unwesentliche Verlängerung der Stromdauer in der Röntgenröhre mit sich, die in unserem Falle ca. 30 Proz. erreicht und sich bei richtiger Dimensionierung der parallel geschalteten Kapazität sicherlich noch steigern läßt.

Die bisher besprochenen Kurven sind bei extremen Verhältnissen — große Selbstinduktion und große Kapazität — aufgenommen. Wie unsere weiteren Versuche zeigen, ändern sich die auftretenden Kurven bei Verkleinerung der erwähnten Faktoren in der Weise, daß die kurzen, unregelmäßigen, durch den Wehneltunterbrecher gehenden Schwingungen mehr und mehr ausbleiben, während gleichzeitig die Schwingung im Hauptkreis mehr zum Ausdruck kommt.

Eine den früheren korrespondierende Versuchsreihe veranschaulichen die Kurven 6 und 7. Die bei ihrer Aufnahme benutzten Versuchsbedingungen sind:

$E = 72$ Volt,
$L =$ ca. 0,04 Henry,
$C = 1{,}2$ Mf.

Die Stiftlänge betrug wieder 3 mm, die Zahl der Unterbrechungen ca. 200 pro Sekunde. In beiden Oszillogrammen ist oben der Hauptstrom aufgenommen, während auf Fig. 6 unten der Kapazitätsstrom, und in Fig. 7 unten der Wehneltunterbrecherstrom aufgeschrieben ist.

Wie sofort auffällt, zeigen die Kurven ein wesentlich anderes Aussehen. Der Wehneltunterbrecherstrom weicht kaum von dem unter den gewöhnlichen Bedingungen erhaltenen ab. Nur bei genauem Studium sieht man beim Stromabfall eine kleine Verdickung, die ein Rest des früheren Funkenspiels ist. Analog tritt in dem — etwa im zehnfachen Maßstab aufgezeichneten — Kapazitätsstrom eine Unregelmäßigkeit auf. Dagegen ist die Schwingung im Hauptkreise besonders stark geworden. Der Strom im Hauptkreise setzt nicht wie in Fig. 3 kurz nach dem Heruntergehen unter die Nullinie ein, sondern läßt erst einen guten Teil der Schwingung ablaufen. Besonders deutlich tritt diese Schwingung in der Fig. 8 an den mit * markierten Stellen hervor, während an den andern Stellen die Unterbrechung ähnlich wie in Fig. 7 verläuft. Für den Röntgenbetrieb wirkte in diesem Falle die Parallelschaltung der Kapazität nur ungünstig, da sie beim Induktorstrom den Anstieg beschleunigt und dadurch zum Auftreten von Schließungsstrom Anlaß gibt.

März 1910.

Frankfurt a. M., Elektrotechnisches Institut des Physikalischen Vereins.

(Eingegangen 10. März 1910.)

Planimetrische Methode zur Ausrechnung der Bewegungsgleichung gedämpfter Instrumente und zur experimentellen Bestimmung des reduzierten Gewichtes und der Dämpfungskraft der bewegenden Teile derselben.

Von Aurel v. Büky.

Wie wir wissen, ist die Eigenbewegung einer Masse vom reduzierten Gewichte G unter den Wirkungen der Richtkraft C und der Dämpfungskraft R durch folgende lineare Differentialgleichung gegeben:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{g}{G} R \frac{dx}{dt} + \frac{g}{G} C x = 0. \qquad (1)$$

Solche Bewegungen werden von einer auf eine Spiralfeder aufgehängten Masse ausgeführt, wenn dieselbe gedämpft wird.

Als solche können wir auch die Eigenbewegungen der Erdbebenpendel annehmen, weil die Amplituden hier so klein sind, daß man die Bewegungslinie des Pendelgewichtes ganz gut als eine Gerade betrachten kann.

Die Erdbebenforscher brauchen bei der Ausrechnung und Analyse der Erdbebendiagramme öfters die reduzierte Masse G und die Dämpfungskraft R.

Wenn die Dämpfung gering ist und das Instrument leichtgedämpfte Schwingungen ausführt, sind G und R ziemlich einfach mit der Bestimmung des logarithmischen Dekrementes festzusetzen.

Diese Methode wird aber sogleich unbrauchbar, wenn das Pendel aperiodisch oder zu stark gedämpft ist, so daß es nach einigen Amplituden zur Ruhe kommt. Im ersten Falle ist die Methode ganz unbrauchbar, im zweiten führt sie wieder zu sehr ungenauen Resultaten.

Aber wenn wir vorläufig die Erdbebenpendel

Digitized by Google

betrachten, so ist, wie B. Galitzin in mehreren Abhandlungen gezeigt hat, sehr zweckmäßig, dieselben mit starker Dämpfung zu versehen, so daß das Pendel schon keine Schwingungen ausführt und die Dämpfung dazu gerade nur ausreicht, mit einem Worte: das Pendel soll auf die Grenze der Aperiodizität eingestellt werden.

Dazu hat er unter Verwendung seiner elektromagnetischen Registrierungsart eine sehr schöne Methode ausgearbeitet, aus welcher man die Grenze der Aperiodizität durch einige zwar ein wenig umständliche, aber genügend scharfe Resultate ergebende Rechnungen finden kann.

Man kann aber diese Methode bei der mechanischen oder photographischen Registrierung nicht brauchen, so daß ich glaube, keine überflüssige Arbeit zu tun, wenn ich meine planimetrische Methode publiziere.

Diese kann man bei jeder Registrierung brauchen, es soll nur die Registrierungsgeschwindigkeit bekannt sein, was z. B. bei den Erdbebenpendeln ja auch der Fall ist.

Diese Methode gibt auch gute Dienste bei anderen Apparaten, der Verfasser hat z. B. dieselbe zu der mathematischen Untersuchung der Dineswindregistrierapparate ausgearbeitet.

Man braucht nur die sogen. Dämpfungskurve aufzunehmen (siehe die Figuren).

Wir können die Dämpfungskurven auch bei nicht registrierenden Instrumenten ohne größere Vorbereitungen aufnehmen, man klebt nur einen kleinen Spiegel auf den bewegenden Teil und fängt den reflektierten Lichtstrahl auf einer photographischen Platte auf, während diese vor dem Lichtstrahle, auf dessen Bewegungen vertikal, gleichmäßig vorbeizieht. Nach einigen Übungen werden wir diese Operationen ganz gut gleichmäßig ausführen können. (Auch die beigelegten Dämpfungskurven sind nach dieser Methode aufgenommen.)

Kehren wir nach dieser Abweichung auf Gleichung (1) zurück.

Die allgemeine Lösung derselben ist:

$$x = A e^{-\alpha t} + B e^{-\beta t}.$$

Die Zeitkonstanten α und β gibt die Hilfszeichnung:

$$\begin{matrix}\alpha \\ \beta\end{matrix} = \frac{g R}{2 G} \pm \sqrt{\left(\frac{g R}{2 G}\right)^2 - \frac{C g}{G}}. \qquad (2a)$$

Wenn die Diskriminante negativ ist, so ist die Bewegung eine periodische, wenn positiv, so ist sie eine aperiodische, und das Instrument liegt bei verschwindender Diskriminante eben an der Grenze der Aperiodizität.

I. Befassen wir uns zuerst mit der aperiodischen Bewegung, weil eben diese am unmittelbarsten aus unserer Methode herauskommt.

Der Diskriminant ist also positiv:

$$\left(\frac{g R}{2 G}\right)^2 > \frac{C g}{G}.$$

Hier sind also α und β reale Werte, die Kurve:

$$x = A e^{-\alpha t} + B e^{-\beta t} \qquad (2)$$

ist tatsächlich eine exponentielle.

Unsere nächste Aufgabe ist die Bestimmung der Konstanten dieser Formel.

Wir nehmen dazu die Dämpfungskurve (Fig. 1) auf, so daß wir den Apparat mit der

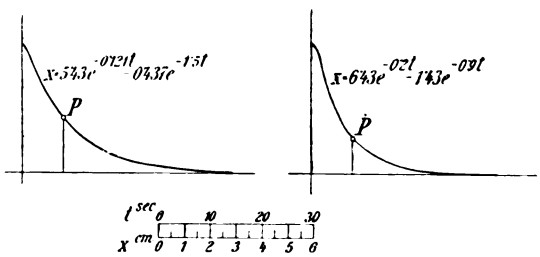


Fig. 1.

Größe x_1 auslenken und dann sich selbst überlassen.

Diese Kurve nähert sich nach der Theorie zu der Abszissenachse asymptotisch, und, wie die Praxis zeigt, genügend schnell.

Diese Bemerkung halte ich für besonders wichtig, weil meine Methode eben auf diese experimentelle Erfahrung begründet ist.

Wie ich gleich beweisen werde, kann die Gleichung (2) aus der Dämpfungskurve genügend leicht aufgestellt werden,

Für den Anfangspunkt sind:

$$\begin{cases} t = 0 \\ x = x_1 \\ \dfrac{dx}{dt} = 0. \end{cases} \quad \text{(siehe Fig. 1).}$$

Formel (2) nach t differentiiert:

$$\frac{dx}{dt} = -\alpha A e^{-\alpha t} - \beta B e^{-\beta t}. \qquad (3)$$

Die Gleichungen (2) und (3) geben also für Punkt $t = 0$:

$$\begin{cases} x = x_1 = A + B \\ \dfrac{dx}{dt} = 0 = -\alpha A - \beta B \end{cases}$$

und aus diesen wird:

$$\begin{cases} A = -x_1 \dfrac{\beta}{\alpha - \beta} \\ B = x_1 \dfrac{\alpha}{\alpha - \beta} \end{cases}$$

und Gleichung (2) endlich:

$$x = x_1 \frac{\alpha}{\alpha - \beta} e^{-\beta t} - x_1 \frac{\beta}{\alpha - \beta} e^{-\alpha t}. \qquad (2b)$$

Digitized by Google

Diese Gleichung, wenn wir t und x als bekannt annehmen (an Fig. 1 der Punkt P), ist ungenügend für die Bestimmung von α und β, eine ähnliche Gleichung für einen anderen Punkt P_1 hilft auch nicht, weil diese zwei transzendenten Gleichungen mit zwei Unbekannten unlösbar sind.

Wir können aber das Verhältnis von α und β mit der Bestimmung und Einführung des Flächeninhaltes der Dämpfungskurve bestimmen.

Nach der Theorie, wie schon gesagt, nähert sich die Kurve der Abszissenachse nur asymptotisch, in der Wirklichkeit schließt sich aber die Dämpfungskurve sehr schnell.

Der Flächeninhalt ist:

$$F = \int_0^\infty x\,dt,$$

x substituiert:

$$F = x_1 \frac{\alpha}{\alpha-\beta}\int_0^\infty e^{-\beta t}\,dt - x_1\frac{\beta}{\alpha-\beta}\int_0^\infty e^{-\alpha t}\,dt,$$

die Integration ausgeführt und geordnet wird endlich:

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{F}{x_1} \qquad (4)$$

und daraus:

$$\beta = \frac{x_1\alpha}{F_1\alpha - x_1}.$$

Wenn wir dies in (2a) substituieren und die Abkürzungen:

$$\begin{cases} x_1\dfrac{F\alpha - x_1}{F\alpha - 2x_1} = m \\ \dfrac{x_1^2}{F\alpha - 2x_1} = n \\ \dfrac{x_1}{F\alpha - x_1} = p \end{cases}$$

einführen, so bekommen wir:

$$x = m\,e^{-p\alpha t} - n\,e^{-\alpha t}. \qquad (5)$$

Wenn wir jetzt die Ordinaten t, x für Punkt P in diese Gleichung einführen, dann ist in dieser nur α unbekannt.

Direkt kann man aber α nicht ausrechnen, nur durch Probieren nach der Regula falsi.

Damit wir aber weniger zu probieren haben, wird es vorteilhaft sein, zu bestimmen, was für eine Änderung im Werte α die Änderung von x verursacht. Wir hätten dann ein Mittel für das Weiterrechnen nach der ersten tastenden Annahme.

Wenn nämlich Formel (5) mit dem gewählten Werte von α x' statt des wahren Wertes x gibt und wir setzen

$$x - x' = \Delta x,$$

so erhalten wir durch die Gleichung

$$\Delta\alpha = f(\Delta x)$$

für α eine ziemlich sichere Korrektion.

Dieses Verfahren müssen wir so lange wiederholen, bis wir eine genügende Annäherung finden, bis praktisch

$$\Delta x = 0$$

wird.

Zur Aufstellung der Formel $\Delta\alpha = f(\Delta x)$ brauchen wir nur Gleichung (5) nach α zu differentiieren

$$\frac{dx}{d\alpha} = \frac{d}{d\alpha}\left(x_1\frac{F\alpha - x_1}{F\alpha - 2x_1}\right)e^{-\frac{x_1\alpha t}{F\alpha - x_1}} + x_1\frac{F\alpha - x_1}{F\alpha - 2x_1}\frac{d}{d\alpha}\left(e^{-\frac{x_1\alpha t}{F\alpha - x_1}}\right) - \frac{d}{d\alpha}\left(\frac{x_1^2}{F\alpha - 2x_1}\right)e^{-\alpha t} - \frac{x_1^2}{F\alpha - 2x_1}\frac{d}{d\alpha}(e^{-\alpha t}).$$

Nach einigen Vereinfachungen wird

$$\frac{dx}{d\alpha} = r(e^{-\alpha t} - e^{-p\alpha t}) + s(e^{-\alpha t} + p\,e^{-p\alpha t}), \qquad (6)$$

wo

$$\begin{cases} r = \dfrac{F x_1^2}{(F\alpha - 2x_1)^2} \\ s = \dfrac{x_1^2 t}{F\alpha - 2x_1}. \end{cases}$$

Und wenn noch

$$r(e^{-\alpha t} - e^{-p\alpha t}) + s(e^{-\alpha t} + p\,e^{-p\alpha t}) = v,$$

wird endlich

$$d\alpha = \frac{dx}{v}. \qquad (6a)$$

Wenn schon aus Gleichungen (5) und (6a) α bekannt ist, so wird

$$\beta = p\alpha. \qquad (7)$$

Wir haben so unser Ziel erreicht, die Konstanten

$$\begin{cases} A, B \\ \alpha, \beta \end{cases}$$

in Formel (2) sind schon bekannt.

Wir begnügen uns aber, wie schon der Titel dieser Abhandlung anzeigt, damit nicht, wir suchen nun die Konstanten

$$\begin{cases} G \ldots \text{reduziertes Gewicht} \\ R \ldots \text{Dämpfungskraft} \end{cases}$$

in Gleichung (1).

Die Zeitkonstanten α, β sind bekannt.

Aus (2a) bekommen wir

$$\begin{cases} \alpha = \dfrac{gR}{2G} + \sqrt{\left(\dfrac{gR}{2G}\right)^2 - \dfrac{Cg}{G}} \\ \beta = \dfrac{gR}{2G} - \sqrt{\left(\dfrac{gR}{2G}\right)^2 - \dfrac{Cg}{G}}. \end{cases}$$

Durch Addition beider wird

$$\alpha + \beta = \frac{gR}{G}. \qquad (8)$$

Digitized by Google

Hier sind R und G unbekannt. Zu deren Bestimmung brauchen wir noch eine Gleichung.

Diese bekommen wir wie folgt:

Wir belasten einfach den beweglichen Teil des Apparates mit einem Gewichte G_2, so daß jetzt die Bewegungsgleichung wird

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{g}{G+G_2} R \frac{dx}{dt} + \frac{g}{G+G_2} C_2 x = 0.$$

Die Lösung derselben ist

$$x = A e^{-\alpha t} + B e^{-\beta t},$$

wozu

$$\left.\begin{matrix}\beta_2 \\ \alpha_2\end{matrix}\right| = \frac{g R}{2(G+G_2)} \pm \sqrt{\left[\frac{g R}{2(G+G_2)}\right]^2 - \frac{C_2 g}{G+G_2}}.$$

$\alpha_2 \beta_2$ werden aus der zur Belastung G_2 gehörenden Dämpfungskurve ebenso bestimmt wie α, β.

Man kann also für diesen Fall (8a) aufschreiben

$$\alpha_2 + \beta_2 = \frac{g R}{G+G_2}. \qquad (8a)$$

(8) mit (8a) dividiert

$$\frac{\alpha+\beta}{\alpha_2+\beta_2} = \frac{G+G_2}{G},$$

und endlich

$$G = \frac{G_2}{\frac{\alpha+\beta}{\alpha_2+\beta_2} - 1} \qquad (9)$$

und wenn schon G bekannt ist:

$$R = (\alpha+\beta)\frac{G}{g}. \qquad (9a)$$

II. Wenn der Apparat starkgedämpfte Schwingungen ausführt (Fig. 2), so sind die

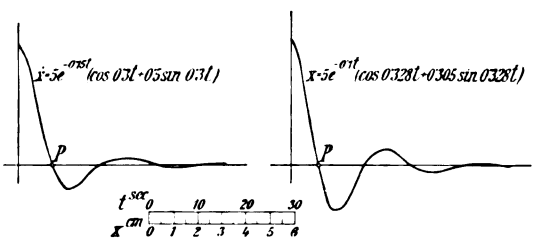


Fig. 2.

früheren Formeln auch jetzt gültig, aber da die Diskriminante negativ ist, so sind die Zeitkonstanten α, β konjugiert komplexe Werte

$$\left.\begin{matrix}\alpha = a + bi \\ \beta = a - bi.\end{matrix}\right|$$

Dies in Gleichung (2a) eingesetzt

$$x = x_1 e^{-at}\left(\cos bt + \frac{a}{b}\sin bt\right). \qquad (10)$$

Die Fläche F wird

$$F = \int_0^\infty x\,dt = x_1 \int_0^\infty e^{-at}\cos bt\,dt + x_1 \frac{a}{b}\int_0^\infty e^{-at}\sin bt\,dt.$$

$$F = \frac{2 a x_1}{a^2+b^2}. \qquad (11)$$

(Bei der Bestimmung der Fläche muß man darauf achten, daß die Flächen unter der Abszissenachse negativ sind!)

(Wir hätten Gleichung (11) auch aus Formel (4) bekommen durch einfache Einsetzung der komplexen Formeln der α und β.)

Aus (11) wird also

$$\left.\begin{matrix} b = \sqrt{\frac{2 a x_1 - F a^2}{F}} \\ \frac{a}{b} = \sqrt{\frac{a^2 F}{2 a x_1 - a^2 F}}. \end{matrix}\right| \qquad (10a)$$

Gleichung (10) kann man mit Hilfe von (10a) wieder nach der Regula falsi lösen.

Wenn wir (10) nach a differentiieren, bekommen wir den Zusammenhang zwischen Δx und Δa:

$$\frac{dx}{da} = x_1 e^{-at}(m\cos bt + n\sin bt),$$

wo

$$\left.\begin{matrix} m = t\left(\frac{a}{b}\frac{x_1 - aF}{bF} - 1\right) \\ n = \frac{1}{b}\left(1 - \frac{a}{b}\frac{x_1 - aF}{bF}\right) - t\left(\frac{a}{b} + \frac{x_1 - aF}{bF}\right). \end{matrix}\right| \qquad (11b)$$

und wenn

$$x_1 e^{-at}(m\cos bt + n\sin bt) = v, \qquad (11a)$$

dann wird

$$da = \frac{dx}{v}. \qquad (11)$$

Wenn man also jetzt ein periodisches Dämpfungskurvenpaar hat (die erste Kurve ohne, die zweite mit Belastung), so geschieht die Ausrechnung von G und R ganz nach den Formeln (9) und (9a), nur die Substitutionen

$$\left.\begin{matrix}\alpha = a + bi \\ \beta = a - bi\end{matrix}\right|$$

sind auszuführen, worauf wir zu den Gleichungen

$$\left.\begin{matrix} G = \frac{G_2}{\frac{a}{a_2} - 1} \\ R = 2a\frac{G}{g} \end{matrix}\right| \qquad (9b)$$

gelangen.

Auch der spezielle Fall, daß aus den Kurven die eine aperiodisch, die andere aber periodisch ist (Fig. 3), wird ganz leicht lösbar. Es wird einfach

Digitized by Google

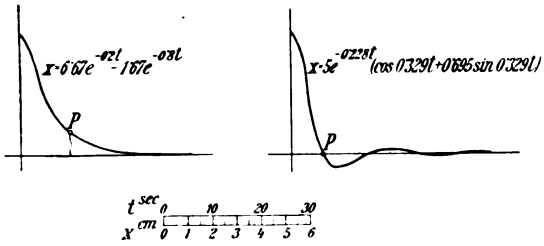


Fig. 3.

$$\left\{\begin{array}{l} G = \dfrac{G_2}{\dfrac{\alpha+\beta}{2\,a_2} - 1} \\ R = (\alpha+\beta)\dfrac{G}{g}. \end{array}\right. \qquad (9c)$$

III. Wir müssen noch mit einigen Worten auch die Grenze der Aperiodizität erwähnen.

Es ist klar, daß in diesem Falle, da die Diskriminante verschwindet,

$$\alpha = \beta.$$

Wenn wir also bei einer aperiodischen Kurve sehen, daß die Werte α und β nahezu gleich sind, so ist sicher anzunehmen, daß der Apparat die Grenze der Aperiodizität schon überschritten hat, jedoch nur in geringem Maße.

Wenn wir ein Instrument (z. B. Erdbebenindikator) ganz genau auf die Grenze der Aperiodizität einstellen wollen, so müssen wir wie folgt verfahren:

Erst wird die Dämpfung so eingestellt, daß die Dämpfungskurve periodisch sei.

Jetzt wird die Dämpfung sukzessive vergrößert, so lange, bis wir eine aperiodische Kurve bekommen.

Es ist aber noch immer die Frage, ob diese Kurve wirklich zur Grenze der Aperiodizität gehört, es kann sehr leicht vorkommen, daß wir dieselbe schon überschritten oder daß wir sie noch nicht erreicht haben.

(Solche feine Einstellungen lassen sich aus der Form der Kurven nicht so einfach erhalten.)

Die Gleichung der Kurve an der Grenze der Aperiodizität wird

$$x = (A + Bt)\,e^{-\alpha t}.$$

Zur Bestimmung der Konstanten haben wir

$$\frac{dx}{dt} = B\,e^{-\alpha t} - (A + Bt)\,\alpha\,e^{-\alpha t}$$

und im Punkte $t = 0$

$$\left\{\begin{array}{l} x = x_1 = A \\ \dfrac{dx}{dt} = 0 = B - A\,\alpha \end{array}\right.$$

und so

$$\left\{\begin{array}{l} A = x_1 \\ B = x_1\,\alpha, \end{array}\right.$$

so daß

$$x = x_1\,(1 + \alpha)\,e^{-\alpha t}. \qquad (12)$$

Der Flächeninhalt der Kurve wird

$$F = \int_0^\infty x\,dt = x_1 \int_0^\infty e^{-\alpha t}\,dt + x_1 \int_0^\infty \alpha\,e^{-\alpha t}\,dt$$

und nach der Integration

$$F = \frac{2\,x_1}{\alpha}.$$

(Wir hätten dasselbe Resultat auch aus (4) bekommen nach Substitution von $\beta = \alpha$.)

Wie wir sehen, kann man hier durch das Planimetrieren der Dämpfungskurve sogleich die Gleichung (12) lösen

$$\alpha = \frac{2\,x_1}{F}. \qquad (13)$$

Die Gleichungen (12) und (13) geben schon die Lösung der Frage:

Aus dem Flächeninhalt der Kurven rechnen wir nach Formel (13) α aus und probieren, ob unsere Kurve der Gleichung (12) mit der Zeitkonstante aus (13) entspricht.

Auf einen Zeitpunkt t rechnen wir nach (12) x' aus.

Wenn jetzt

$\left\{\begin{array}{ll} x' < x, & \text{dann haben wir die Grenze der Aperiodizität noch nicht erreicht,} \\ x' > x, & \text{dann haben wir sie schon überschritten.} \end{array}\right.$

Im ersten Falle müssen wir die Dämpfung noch vergrößern, im zweiten Falle schon vermindern.

Es kann vorkommen, daß aus den Dämpfungskurvenpaaren zur Bestimmung von G und R die eine aperiodisch ist, die andere an der Grenze der Aperiodizität steht. Dann gehen die Formeln (9) und (9a) in

$$\left\{\begin{array}{l} G = \dfrac{G_2}{\dfrac{\alpha+\beta}{2\,a_2} - 1} \\ R = (\alpha+\beta)\dfrac{G}{g} \end{array}\right. \qquad (9d)$$

über.

Bei periodischen und an der Grenze der Aperiodizität stehenden Kurven ist die Lösung

$$\left\{\begin{array}{l} G = \dfrac{G_2}{\dfrac{\alpha}{a} - 1} \\ R = 2\,\alpha\dfrac{G}{g}. \end{array}\right. \qquad (9e)$$

Rechnen wir für alle diese Fälle ein Beispiel aus.

Weil ein Erdbebenpendel mit veränderlicher Dämpfung mir nicht zur Verfügung stand, improvisierte ich ein kleines Pendel mit Öldämpfung. Die Dämpfungskurven habe ich auf

Digitized by Google

Tabelle 1.

Nummer der Kurve	Belastung	Aus den Kurven sind bekannt				Wir rechnen aus		Wir nehmen an	Die Werte zur Lösung der Formeln (5) und (6)									Formeln (5) und (6a) geben		
	G_2 g	x_1 cm	F cm, sec	x cm	t sec	$2x_1$	x_1^2	α sec^{-1}	αt	αF	$\alpha F - x_1$	$\alpha F - 2x_1$	m	n	p	r	s	v	x'	Δx	$\Delta \alpha$
1.	0	5,0	44,7	2,06 $\alpha = 1{,}5$ sec^{-1} $\beta = 0{,}121$	8,0	10,0	25,0	1,2 1,6 1,5	9,6 12,8 12,0	53,7 71,6 67,0	48,7 66,6 62,0	43,7 61,6 57,0	5,57 5,40 5,43	0,514 0,406 0,437	0,1026 0,075 0,0807	0,585	4,58	−0,043	2,08 2,056 2,06	−0,02 0,004 —	0,4 −0,1 —
2.	200	5,0	30,5	1,32 $\alpha = 0{,}9$ $\beta = 0{,}2$	8,0	10,0	25,0	1,0 0,9	8,0 7,2	30,5 27,4	25,5 22,4	20,5 17,4	6,22 6,43	1,22 1,43	0,196 0,223	1,818	9,75	0,017	1,328 1,32	−0,002 —	−0,1 —
5.	0	5,0	31,2	0,9 $\alpha = 0{,}8$ $\beta = 0{,}2$	10,0	10,0	25,0	0,6 0,8	6,0 8,0	18,7 25,0	13,7 20,0	8,7 15,0	7,89 6,67	2,83 1,67	0,365 0,25	10,3	28,8	0,12	0,882 0,9	0,018 —	0,15 —

$$m = x_1 \frac{\alpha F - x_1}{\alpha F - 2x_1}; \quad n = \frac{x_1^2}{\alpha F - 2x_1}; \quad p = \frac{x_1}{\alpha F - x_1}; \quad r = \frac{F x_1^2}{(\alpha F - 2x_1)^2}; \quad s = \frac{x_1^2 t}{\alpha F - 2x_1}$$

$$v = r(e^{-\alpha t} - e^{-p\alpha t}) + s(e^{-\alpha t} + p e^{-p\alpha t})$$

$$x' = m e^{-p\alpha t} - n e^{-\alpha t}$$

$$\Delta x = x - x'$$

$$\Delta \alpha = \frac{\Delta x}{v}$$

$$\beta = p\alpha.$$

Digitized by Google

Tabelle 2.

Nummer der Kurve	Belastung	Aus den Kurven sind bekannt				Wir nehmen an	Die Werte zur Lösung der Formeln (10) und 11)										Formeln (10) und (11) geben		
	G_2 g	x_1 cm	F cm, sec	x cm	t sec	a sec^{-1}	$a x_1$	$2 a x_1$	$a F$	$a^2 F$	b	$\frac{a}{b}$	$b F$	m	n	v	x'	Δx	Δa
3.	0	5	13,3 $a = 0{,}15$ $b = 0{,}30$	0	6,8	0,12 0,15	0,60 0,75	1,2 1,5	1,6 1,995	0,192 0,299	0,274 0,3	0,438 0,5	3,65 3,99	— 3,95	— 4,19	— 8,6	0,305 0	— 0,305 —	0,03 —
4.	200	5	8,48	0 $a = 0{,}1$ $b = 0{,}328$	5,66	0,12 0,1	0,60 0,5	1,2 1,0	1,018 0,848	0,1222 0,085	0,347 0,328	0,346 0,305	2,94 2,79	— 2,95	— 8,118	— 6,35	— 0,162 0	0,162 —	— 0,02 . —
6.	500	5	14,24 $a = 0{,}228$ $b = 0{,}329$	0	6,62	0,2 0,228	1,0 1,14	2,0 2,28	2,848 3,25	0,57 0,742	0,3165 0,329	0,632 0,695	4,51 4,69	— 4,62	— 5,13	— 2,83	0,0625 0	— 0,0625 —	0,028 —

$$b = \sqrt{\frac{2 a x_1 - a^2 F}{F}}; \quad m = t\left(\frac{a}{b}\,\frac{x_1 - a F}{b F} - 1\right); \quad n = \frac{1}{b}\left(1 - \frac{a}{b}\,\frac{x_1 - a F}{F}\right) - t\left(\frac{a}{b} + \frac{x_1 - a F}{b F}\right)$$

$$v = x_1 e^{-at}\,(m \cos b t + n \sin b t)$$

$$x' = x_1 e^{-at}\left(\cos b t + \frac{a}{b} \sin b t\right)$$

$$\Delta x = x - x'$$

$$\Delta a = \frac{\Delta x}{v}.$$

Digitized by Google

photographischem Wege, wie schon besprochen, aufgenommen.

Fig. 1 zeigt zwei zusammengehörende aperiodische Kurven. Kurve 1 ist ohne Belastung, Kurve 2 mit $G_2 = 200$ g Belastung aufgenommen.

In Fig. 2 sind zwei periodische Kurven gezeichnet, Kurve 3 ohne, Kurve 4 mit 200 g Belastung.

In Fig. 3 wurde die aperiodische Kurve 5 ohne, die periodische Kurve 6 mit $G_2 = 500$ g Belastung registriert.

Zur Bestimmung der Kurvengleichungen haben wir die Flächeninhalte (mit Planimeter bestimmt) und die Koordinaten der Punkte F benutzt. (Bei periodischen Kurven werden die Flächen unter der Abszissenachse als negativ angenommen!)

Tabelle 1 gibt die Ausrechnung der aperiodischen Kurven und die nötigen Formeln dazu in leicht übersichtlicher Ordnung.

In Tabelle 2 sind wieder die periodischen Kurven ausgerechnet.

Die so bestimmten Gleichungen sind neben den Kurven gleich eingeschrieben.

Was endlich die Rechnung von G und R anbetrifft (alles in C.G.S.-Einheiten):

a) Aus den Kurven von Fig. 1 nach Formel (9)

$$\left\{\begin{array}{l} G = \dfrac{200}{\dfrac{1{,}5 + 0{,}121}{0{,}9 + 0{,}2} - 1} = 420 \text{ g} \\ R = (1{,}5 + 0{,}121)\,\dfrac{420}{981} = 0{,}696 \text{ g pro 1 cm Geschwindigkeit.} \end{array}\right.$$

b) Aus den Kurven von Fig. 2 nach Formel (9b)

$$\left\{\begin{array}{l} G = \dfrac{200}{\dfrac{0{,}15}{0{,}10} - 1} = 400 \text{ g} \\ R = 2 \cdot 0{,}15 \cdot \dfrac{400}{981} = 0{,}122 \text{ g pro 1 cm Geschwindigkeit.} \end{array}\right.$$

c) Aus den Kurven von Fig. 3 nach Formel (9c)

$$\left\{\begin{array}{l} G = \dfrac{500}{\dfrac{0{,}8 + 0{,}2}{2 \cdot 0{,}228} - 1} = 420 \text{ g} \\ R = (0{,}8 + 0{,}2)\,\dfrac{420}{981} = 0{,}428 \text{ g pro 1 cm Geschwindigkeit.} \end{array}\right.$$

(Eingegangen 25. Februar 1910.)

Die wirbellose Strömung von Flüssigkeiten in Kanälen.

Von Boris Weinberg.

In meiner Theorie der Gletscherbewegung[1]) habe ich das Fließen des Eises in der Gletschersohle dem wirbellosen Fließen einer zähen Flüssigkeit verglichen. Als Grundsatz für die dann fehlende Theorie stellte ich folgendes Theorem auf[2]):

„Wenn die Geschwindigkeiten aller Punkte einer schweren, inkompressibeln, zähen, nicht gleitenden Flüssigkeit, welche unter der Wirkung der Schwerkraft längs eines Kanals mit geradlinigen und unter dem Winkel α zum Horizont geneigten Erzeugenden und mit gleichem Profil der ganzen Länge nach fließt, kleiner sind als die kritische, so sind diese Geschwindigkeiten gleich den Geschwindigkeiten entsprechender Punkte derselben Flüssigkeit, die unter der Wirkung der Schwerkraft längs eines Rohres mit geradlinigen und unter demselben Winkel geneigten Erzeugenden und mit einer Querschnittskontur fließt, welche der ganzen Länge nach gleich ist und durch das Zulegen des Spiegelbildes des Profils unseres Kanals über dem Niveau der freien Flüssigkeitsoberfläche zu diesem Profil erhalten wird."

Dieser Versuch gibt die Möglichkeit der Lösung des Kanalproblems auf der Lösung des Rohrproblems, welches für eine Anzahl Querschnitte gelöst ist, zurückzuführen, nämlich für alle Kanalprofile, welche man durch Zerschneidung der entsprechenden Rohrquerschnitte mit einer der Symmetrieachsen erhält.

Da die wirbellose Strömung der Flüssigkeiten in Kanälen auch experimentell nicht untersucht worden war, stellte ich im Laufe der letzten Monate einen entsprechenden Versuch an.

Dieser Versuch bestand aus einer fortgesetzten Beobachtung des Fließens des Pechs in regelmäßigen geneigten Kanälen — richtiger Rinnen (Breite ca. 10 cm) — unter Wirkung der Schwerkraft. Eine von diesen Rinnen hatte einen Querschnitt von ⌊⌋-Form (ein Quadrat halbiert durch eine Gerade, welche parallel der Seite ist), eine andere einen Querschnitt von V-Form (ein Quadrat halbiert durch eine Diagonale). Die Ausmessung der photographischen Aufnahmen der schwarzen Pechoberfläche mit weißen Linien, welche vorher senkrecht zum Rande aufgetragen waren, gab im Mittel folgende Resultate[3]).

1) Zeitschr. f. Gletscherkunde **1**, 1906; ausführlicher in Russisch im Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **38**, 1907.

2) l. c., S. 333.

3) Ausführlicher in meinem russischen Aufsatze „Zur Frage über die wirbellose Strömung von Flüssigkeiten in Kanälen" im Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **42**, 1910.

Digitized by Google

Tabelle 1.

d = Abstand vom Rande.
$2D$ = Breite der Rinne.
$b_{beob.}$, $b'_{theor.}$ = beobachtete, bzw. theoretische Verschiebung, ausgedrückt in Teilen der mittleren Verschiebung in der ⌴-Rinne.

$d/2D$	⌴-Rinne			V-Rinne		
	$b_{beob.}$	$b'_{theor.}$	$b - b'$	$b_{beob.}$	$b'_{theor.}$	$b - b'$
0,05	0,290	0,295	−0,005	0,037	0,045	−0,008
0,10	0,543	0,547	−0,004	0,112	0,121	−0,009
0,15	0,762	0,759	+0,003	0,206	0,213	−0,007
0,20	0,937	0,936	+0,001	0,310	0,313	−0,003
0,25	1,083	1,080	+0,003	0,409	0,410	−0,001
0,30	1,198	1,194	+0,004	0,496	0,496	±0,000
0,35	1,282	1,280	+0,002	0,573	0,567	+0,006
0,40	1,341	1,340	+0,001	0,627	0,621	+0,006
0,45	1,373	1,376	−0,003	0,663	0,654	+0,009
0,50	1,383	1,387	−0,004	0,673	0,665	+0,008

Die Abweichungen der beobachteten Verschiebungen für die ⌴-Rinne liegen vollständig in den Grenzen der Beobachtungsfehler, für die V-Rinne sind aber diese Abweichungen etwas größer als für die ⌴-Rinne und haben einen etwa regelmäßigen Gang. Dieser Umstand kann leicht einer kleinen Senkung des Pechs, welche in den zentralen Teilen der V-Rinne vorhanden war, zugeschrieben werden, so daß im ganzen dieser Versuch als eine hinreichende Bestätigung des oben zitierten Grundsatzes über die wirbellose Strömung einer Flüssigkeit in Kanälen betrachtet werden kann.

(Eingegangen 7. März 1910.)

Zur Abhandlung von Herrn Hillers über die Berechnung der Loschmidtschen Zahl aus den gastheoretischen Daten des Argons[1].

Von Max Reinganum.

Herr W. Hillers macht in dieser Zeitschrift darauf aufmerksam, daß Herrn H. Sirk[2]) bei der Angabe der Loschmidtschen Zahl aus dem Strahlungsgesetz ein Zahlenfehler untergelaufen ist, und daß auch ich in einer Abhandlung[3]) (molekulare Dimensionen auf Grund der kinetischen Gastheorie) diesen von Herrn Sirk angegebenen Zahlenwert zitiert habe. Ich möchte nun mitteilen, daß Herr Sirk mich schon vor längerer Zeit, und zwar genau im Sinne der Bemerkung von Herrn Hillers, von seinem Fehler in Kenntnis gesetzt hat, denselben somit gewußt hat. Eine Richtigstellung von meiner Seite in den Annalen unterblieb jedoch damals, da meine Anwendung jenes Zahlenwertes nur eine untergeordnete war und ferner Herr Karl Rappenecker auf meine Veranlassung gerade die Frage der Reibungskoeffizienten im Zusammenhang behandelte. Die Dissertation von Herrn Rappenecker[1]) wird demnächst in der Zeitschrift für physikalische Chemie erscheinen, und ich möchte nicht unterlassen, diejenigen, die sich mit den mit der Loschmidtschen Zahl zusammenhängenden Fragen beschäftigen, darauf hinzuweisen.

An dieser Stelle gebe ich, der Anregung von Herrn Hillers folgend, die in meiner Abhandlung anzubringende Zahlenverbesserung. Auf S. 148 muß der letzte Satz des mittleren Abschnitts mit den richtigen Zahlen lauten: „Bezeichnen wir den in (1) rechtsseitig anzubringenden noch unbekannten Korrektionsfaktor mit k_1, den in (2) linksseitig anzubringenden mit k_2, so können wir, wenn wir den Wert 11,3 (früher 6,2) aus der Strahlung für Reihe 4 als den richtigen ansehen, aus dem Vergleich mit unserem Mittelwert 35,5 nur sagen, daß $k_1^3 \cdot k_2^2$ etwa 1,6 (früher 2,9) betragen wird". Diese Richtigstellung kommt also darauf hinaus, daß das Produkt $k_1^3 \cdot k^2_2$ der unbekannten Korrektionsfaktoren kleiner ist, als es nach der Zahlenangabe von Herrn Sirk zu erwarten war.

Ferner möchte ich an dieser Stelle eine kurze Inhaltsangabe der Arbeit von Herrn Rappenecker geben, an Hand derer wir die nach Hillers sich für Helium und Argon ergebenden Resultate besprechen wollen.

Herr Rappenecker untersucht in seiner Dissertation die innere Reibung folgender Dämpfe: Äther, Chloroform, Äthylalkohol, Isopentan, Azeton, Methylazetat, Äthylazetat und Benzol, und zwar bei 100° und 212,5° C, und erhält so, zum erstenmal für Dämpfe, ziemlich zuverlässige Temperaturkoeffizienten. Seine Resultate verwendet er nun nicht so, daß, wie bei Herrn Sirk das (nur berechnete) kritische Volumen herangezogen wird, sondern statt dessen sucht er für das viel besser bekannte Molekularvolumen beim normalen Siedepunkt (Koppsche Volumen) eine Beziehung zum Reibungskoeffizienten. Unter Vervollständigung einer älteren Formel von Lothar Meyer lautet seine Formel

$$V_s = 1{,}16 \cdot 10^{-7} \, [MT]^{1/4} \left(\frac{1}{\eta \cdot e^{\frac{c'}{T}}} \right)^{3/2}.$$

Hierin ist V_s das Koppsche Molekularvolumen, M das Molekulargewicht, T die absolute Temperatur und c' eine den Dampf charakterisierende

1) Diese Zeitschr. 11, 133, 1910.
2) Ann. d. Phys. **25**, 904, 1908.
3) Ann. d. Phys. **28**, 142, 1909.

1) Über die Reibungskoeffizienten von Dämpfen und ihre Abhängigkeit von der Temperatur. Dissertation Freiburg i. B. Caritas-Druckerei, 1909.

Digitized by Google

Konstante. Und zwar gibt $e^{\frac{c'}{T}}$ die Korrektur an, die infolge der molekularen Anziehungskräfte an der sich nur auf elastische Kugeln beziehende ältere Reibungsformel anzubringen ist. Die Formel gibt für Substanzen von Stickstoff bis Benzol überraschend gut (auf einige Prozent) das Molekularvolumen beim normalen Siedepunkt wieder. Der allgemeine Faktor $1{,}16 \cdot 10^{-7}$ enthält implizite die Loschmidtsche Zahl, die daher jetzt für alle Gase und Dämpfe sich gleich ergibt. Die Auswertung des Zahlenfaktors gibt für die Loschmidtsche Zahl vollständige Übereinstimmung mit Planck sowie Rutherford und Geiger, wie die folgenden Zahlen zeigen, welche die Zahl der Moleküle im Grammolekül angeben.

Nach Planck: $6{,}16 \cdot 10^{23}$.
Nach Rutherford und Geiger: $6{,}2 \cdot 10^{23}$.
Nach Rappenecker: $6{,}2 \cdot 10^{23}$.

Das von Herrn Hillers zitierte günstige Resultat nun, das Herr Ghose bei Helium nach der älteren Theorie findet, rührt daher, daß hier die Molekularkräfte (und damit c') so klein sind, daß $e^{\frac{c'}{T}}$ für gewöhnliche Temperaturen gleich 1 gesetzt werden kann. Das günstige Resultat bei Argon nach der älteren Theorie, in der Sirkschen Form, rührt dagegen daher, daß die Weglassung des Produkts der oben genannten Korrektionsfaktoren sich hier zufällig gegen die Vernachlässigung des $e^{\frac{c'}{T}}$-Einflusses aufhebt. Bei Argon steigt die innere Reibung mit wachsender Temperatur viel rascher als proportional $\sqrt{T}$, von einer Theorie rein elastischer sonst kräfteloser Kugeln ist daher schon aus diesem Grund bei diesem einatomigen Gas keinesfalls die Rede.

Das günstige Resultat, daß Herr Hillers für die Loschmidtsche Zahl nur für Argon und Helium findet, ergibt sich somit bei uns für alle Gase.

Freiburg i. Br., 20. Februar 1910.

(Eingegangen 23. Februar 1910.)

Die Messung hoher Spannungen mit einem Instrument für niedere Spannungen. (The measurement of high voltages with a low voltage instrument.)

Von S. J. Barnett.

In der Nummer dieser Zeitschrift vom 1. Januar d. J. (S. 14) hat Herr M. Dieckmann eine Kondensatormethode zur Messung hoher Spannungen mit einem Instrument für niedere Spannungen beschrieben, sowie deren Umkehrung zur Messung von Kapazitäten. Dieselben Methoden habe ich in Physical Review, Juniheft 1898, und in Electrical World and Engineer, S. 839, 1899, beschrieben. Die letztgenannte Veröffentlichung wurde in französischer Sprache in den Annales Télégraphiques, Jahrgang 1900, abgedruckt. Die Methoden sind auch in meinem Werke „Elements of Electromagnetic Theory" (Newyork und London, 1903) auf S. 135 und 137 beschrieben. Das Prinzip der Methoden ist im wesentlichen dasselbe wie das der viel früher von Lord Kelvin zur Eichung seiner elektrostatischen Spannungsmesser benutzten Methode (British Associat. Report, S. 907, 1885).

The Tulane University of Louisiana, 5. Februar 1910.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 24. Februar 1910.)

Leitungsstrom und aufsteigende Luftströmungen.

Von D. Smirnow.

Im letzten Heft dieser Zeitschrift vom vergangenen Jahre erörtert K. Wegener[1]) die bekannten Vorstellungen vom Mechanismus der sogen. aufsteigenden Ströme und sagt dabei, indem er besonders den Umstand betont, daß in diesem Prozeß die aufsteigenden Ströme von absteigenden begleitet sind: „dieser Luftaustausch kann luftelektrisch nur den Erfolg haben, daß er einen Unterschied zwischen der Ladung der auf- und absteigenden Luft und der Erde allmählich ausgleicht." Der Verfasser berücksichtigt aber, wie es scheint, gar nicht den Einfluß dieses Prozesses auf den normalen vertikalen elektrischen Leitungsstrom, von dessen Rolle in meinem Aufsatz[2]) die Rede war. Das Wichtigste der Frage liegt jedoch darin, auf welche Art sich dieser Einfluß über der oberen Grenze des Gebietes, wo die Luftmischung stattfindet, oder kurz, über den aufsteigenden Luftströmungen offenbaren wird? Ich denke, daß an dieser Grenze der Leitungsstrom gestört sein muß und infolgedessen ein Überschuß der positiven Ionen entsteht. Diese Folge ist zweifellos, da unterhalb der genannten Grenze die Luft gewöhnlich an Feuchtigkeit und Staub reicher ist als oben. Die relative

1) Diese Zeitschr. **10**, 1030, 1909.
2) Diese Zeitschr. **10**, 445, 1909.

Digitized by Google

Feuchtigkeit wird gleichfalls größer, wenn nicht in der ganzen Masse der vermischten Luft, so doch gewiß an der Berührungsgrenze der feuchten und warmen Luft mit der kalten, von diesem Prozeß noch nicht gestörten Luft. Die weitere Phase — die Wolkenbildung — beweist diese Erscheinung.

Die Grenze der aufsteigenden Luftströmungen muß also gewisse Hindernisse der Wanderung der positiven Ionen von oben entgegenstellen. Infolgedessen wird eine Ansammlung der positiven Ladungen über dem aufsteigenden Luftstrom stattfinden; mit der Zeit steigt diese Ladungsschicht immer höher, gleichzeitig mit der Ausdehnung der aufsteigenden Strömungen in die Höhe. Dieses von Herrn Wegener verneinte Resultat wurde in meinem obengenannten Aufsatz mit Hilfe des einfachen Aufhebens der positiv geladenen Glasplatte demonstriert (siehe S. 447, Modell des Erdfeldes).

Dasselbe kann man sagen von der von Herrn Daunderer beobachteten Erscheinung: die zeitliche Ansammlung der positiven Ionen in der niedrigsten Luftschicht, im Fall des Wiedererscheinens der Sonne, erklärt sich dadurch, daß die erwärmte Luftschicht am Boden sich von den höher liegenden durch den Staubinhalt sehr scharf unterscheidet[1]).

Die Zweifel des Herrn Wegener wären, wie es mir scheint, begründet, wenn die elektrischen Luftladungen aus solchen unveränderlichen Teilchen beständen wie z. B. Staub. Im letzteren Falle würden in der Tat elektrische Ladungen durch die aufsteigenden Ströme nur einfach vermischt werden[2]).

Man muß aber die elektrischen Ladungen, die in der Luft infolge der Störung des Leitungsstromes entstehen, sich anders vorstellen. Sie sind das Resultat des labilen Gleichgewichtszustandes an jedem Punkte zwischen dem Ab- und Zufluß der positiven und negativen Ionen. Solche Ladungen regenerieren sich sozusagen unaufhörlich und können sich nur unter besonderen Bedingungen in irgendeiner Luftschicht stationär erhalten. Bei der geringsten Veränderung der Luftleitungsfähigkeit irgendwo oben oder unten müssen sie sich hierhin oder dorthin verschieben.

Abgesehen von der Ursache der konstanten negativen Erdladung, muß man sich das elektrische Erdfeld und seine Änderungen in folgender Weise vorstellen: die positive Ladung der unteren Luftschichten erscheint als Resultat der Wirkung des Leitungsstromes im ionisierten Medium, wo die Luftdichte allmählich mit der Annäherung an die Erde wächst und die Ionenbeweglichkeit daher allmählich abnimmt. Die Verteilung der positiven Ladungen in der Atmosphäre wäre jedoch regelmäßig und das Erdfeld würde sich mit der Zeit wenig verändern, wenn die Leitungsfähigkeit der Atmosphäre in einigen Schichten nicht periodisch und dabei in bedeutendem Grade gestört würde, besonders am Erdboden und in den Schichten, wo zu dieser Zeit die Wirkungsfähigkeit des aufsteigenden Luftstromes am größten ist[1]). Diese Leitungsänderungen habe ich denn auch als die Ursache der periodischen Erdfeldschwankungen hingestellt.

St. Petersburg, Physikalisches Zentral-Observatorium.

1) Es ist jedoch sehr die Frage, ob nicht an der Grenze zweier, sogar staub- und feuchtigkeitsfreien, aber verschieden temperierten Luftschichten eine Ansammlung von Ionen bei Existenz eines Leitungsstromes stattfindet.

2) Daher müßte man die Einwürfe des Verfassers eher auf die annähernden Berechnungen anwenden, die von manchen Verfassern in bezug auf die Größe des vertikalen elektrischen Konvektionsstromes — des Gegners des Leitungsstromes — gemacht wurden.

1) Vor allem also in den Schichten, wo die Kondensation des Dampfes stattfindet.

(Eingegangen 18. Februar 1910.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Die Hypothese der Lichtquanten.

Von H. A. Lorentz.

In der Theorie der Wärmestrahlung liegt folgendes Problem vor. Ein ponderabler Körper von der absoluten Temperatur T sei von Äther umgeben und befinde sich in einem Raume, der von vollkommen reflektierenden Wänden eingeschlossen ist; gefragt wird nach der Energie, die im Gleichgewichtszustande in der Volumeinheit des Äthers vorhanden ist, sofern diese Energie von Strahlen herrührt, deren Schwingungszahl zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt. Stellt man diese „Energiedichte" durch

$$f(\nu T)\, d\nu$$

dar, so ist nach der von Planck[1]) entwickelten Theorie, der einzigen, die mit den Beobachtungen übereinstimmende Resultate liefert,

$$f(\nu, T) = \frac{8\pi h \cdot \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \qquad (1)$$

1) M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig 1906.

Digitized by Google

worin c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Äther bedeutet, und k und h zwei von der Beschaffenheit des Körpers unabhängige Konstanten sind. Die Bedeutung der ersten ist die, daß $\frac{3}{2} kT$ die mittlere Bewegungsenergie eines Gasmolekels bei der Temperatur T darstellt. Was die zweite Konstante h betrifft, so hängt sie zusammen mit einer besonderen Annahme, welche Planck der Ableitung seiner Formel zugrunde legt.

Er stellt sich nämlich vor, daß der Austausch von Energie zwischen der ponderablen Materie einerseits und dem Äther andererseits zustande kommt durch die Vermittelung von gewissen Teilchen, in welchen schwingende Bewegungen stattfinden können und die er „Resonatoren" nennt. Einem solchen Resonator schreibt er die Eigenschaft zu, die Energie nicht in unendlich kleinen Mengen aufnehmen oder abgeben zu können, sondern nur in abgemessenen endlichen Mengen, deren Betrag der Schwingungszahl des Resonators proportional ist. Planck bezeichnet mit $h\nu$ das „Energieelement", das zu einer bestimmten Schwingungszahl gehört. Durch Vergleich seiner Formel mit den Beobachtungen fand er (in C.G.S.-Einheiten)

$$h = 6{,}5 \cdot 10^{-27},$$

so daß das Energieelement oder die „Energieeinheit" für jeden Resonator angegeben werden kann.

Von der Art und Weise, wie Planck mit Hilfe der obigen Annahme seine Strahlungsformel ableitet, kann folgende Betrachtung eine Vorstellung geben. Angenommen, wir haben zweierlei Dinge, „Elemente", wie wir sie nennen wollen, welche Energie miteinander austauschen können, und zwar n_1 Elemente von der ersten und n_2 Elemente von der zweiten Sorte. Jedes Element möge die Eigenschaft haben, Energie nur in endlichen Mengen aufnehmen oder abgeben zu können, und dieses Energieelement habe für jedes Element der ersten Art den Wert ε_1, für jedes Element der zweiten Art den Wert ε_2. Wenn die Elemente der ersten Art zusammen p_1 Energieelemente haben, die der zweiten Art zusammen p_2 Energieelemente, so ist die gesamte Energie des Systems

$$E = p_1\varepsilon_1 + p_2\varepsilon_2. \qquad (2)$$

Ist die Größe dieses Betrages gegeben, so können p_1 und p_2 noch verschiedene Werte haben, d. h. es sind verschiedene Energieverteilungen zwischen den beiden Arten von Elementen denkbar. Planck nimmt nun an, daß in Wirklichkeit die Verteilung zustande kommt, die man als „die wahrscheinlichste" betrachten kann. Dabei präzisiert er den Begriff „Wahrscheinlichkeit" auf folgende Weise.

Wenn die Elemente der ersten Art p_1 Energieeinheiten haben, können diese noch auf

$$\frac{(n_1 + p_1 - 1)!}{(n_1 - 1)!\, p_1!}$$

verschiedene Weisen über die n_1 Elemente verteilt sein. Ebenso kann man angeben, auf wieviel verschiedene Arten die p_2 Energieeinheiten über die n_2 Elemente der zweiten Sorte verteilt sein können, und man findet

$$\frac{(n_1 + p_1 - 1)!}{(n_1 - 1)!\, p_1!} \cdot \frac{(n_2 + p_2 - 1)!}{(n_2 - 1)!\, p_2!} \qquad (3)$$

als Zahl der Arten, auf welche bei gegebenen Werten von p_1 und p_2 die Energie über die betreffenden Elemente verteilt sein kann. Auf Grund von Betrachtungen, die hier unterbleiben müssen, nahm Planck dieses Produkt als Maß für die Wahrscheinlichkeit der durch die Zahlen p_1 und p_2 bestimmten Energieverteilung an. Will man die wahrscheinlichste, d. h. also die in Wirklichkeit vorkommende Energie kennen lernen, dann hat man nur mit Beachtung von (2) p_1 und p_2 so zu bestimmen, daß (3) ein Maximum wird.

Unter der Voraussetzung, daß n_1 n_2 p_1 p_2 große Zahlen sind, findet man als Bedingung hierfür:

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \log\left(\frac{n_1}{p_1} + 1\right) = \frac{1}{\varepsilon_2} \log\left(\frac{n_2}{p_2} + 1\right).$$

Man kann dies leicht ausdehnen auf den Fall von mehr als zwei Sorten von Elementen. Wenn eine der Gruppen aus n Elementen besteht mit dem Werte ε für die Energieeinheit, und die n Elemente zusammen im Gleichgewichtszustande p Energieeinheiten haben, dann wird der Ausdruck

$$\frac{1}{\varepsilon} \log\left(\frac{n}{p} + 1\right)$$

für alle Gruppen denselben Wert C haben. Daraus findet man für die mittlere Energie von einem der Elemente der betrachteten Art

$$\frac{\varepsilon}{e^{C\varepsilon} - 1}.$$

Wendet man dies vorerst auf Molekeln eines ponderablen Körpers an, für welche man ε unendlich klein setzen muß, da ihre Energie kontinuierlich ab- und zunehmen kann, und deren mittlere Energie man kennt als: $\frac{3}{2} kT$, hierauf auf Resonatoren, für welche $\varepsilon = h\nu$ ist, so findet man einen Ausdruck für die mittlere Energie eines Resonators. Um daraus die Strahlungsformel (1) abzuleiten, braucht man weiter nichts, als den Zusammenhang zwischen

Digitized by Google

den Schwingungen eines Resonators und dem Strahlungszustand des Äthers zu berücksichtigen.

Es mag kurz darauf hingewiesen werden, daß man die Eigenschaft, Energie nur in einzelnen, abgegrenzten Mengen $h\nu$ aufzunehmen, auch dem Äther selbst zuschreiben kann, anstatt den Resonatoren, was in gewisser Hinsicht den Vorzug verdient. In dem oben angenommenen, durch vollkommen reflektierende Wände begrenzten und von Äther erfüllten Raume können stehende elektromagnetische Wellen bestehen, einigermaßen vergleichbar mit den stehenden Wellen in einer Orgelpfeife; sie sind auch nicht viel schwieriger theoretisch zu behandeln als diese, wenn man dem zu betrachtenden Raume die Form eines rechteckigen Parallelepipedons gibt. Bei jedem möglichen System von stehenden Wellen hat man eine bestimmte Bewegungsart; sie entspricht einem Freiheitsgrade der eingeschlossenen Äthermasse. Nimmt man an, daß die Dimensionen des Parallelepipedons sehr groß sind im Vergleich mit der Wellenlänge der zu betrachtenden Wärme- und Lichtstrahlen, dann ist die Zahl der zu berücksichtigenden Freiheitsgrade, die alle ihre eigene Schwingungszahl ν haben, sehr groß und man kann leicht angeben, wieviel Freiheitsgrade es gibt, für welche die Schwingungszahl zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt. Bei der Annahme, daß der Äther in bezug auf alle seine Freiheitsgrade Energie mit der Materie nur in abgegrenzten Quantitäten $h\nu$ austauschen kann, kommt man durch ähnliche Berechnungen, wie Planck sie für die Resonatoren anwendete, geradewegs zu der Formel (1).

Die befriedigenden Ergebnisse, die Planck mit Hilfe seiner Annahme in der Strahlungstheorie erhielt, veranlaßten verschiedene Forscher zu der Vorstellung, daß ganz allgemein das Entstehen von Licht und seine Verwandlung in andere Energieformen immer durch abgegrenzte „Lichtquanta" von der durch Planck angegebenen Größe stattfinde und daß diese Lichtquanta eine selbständige Existenz hätten. Einstein[1]) spricht die Meinung aus, „daß die mit kontinuierlichen Raumfunktionen operierende Theorie des Lichtes zu Widersprüchen mit der Erfahrung führt, wenn man sie auf die Erscheinungen der Lichterzeugung und Lichtverwandlung anwendet". „Es scheint mir nun in der Tat", so fährt er fort, „daß die Beobachtungen über die ‚schwarze Strahlung', Photolumineszenz, die Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht und andere die Erzeugung bez. Verwandlung des Lichtes betreffende Erscheinungsgruppen besser verständlich erscheinen unter der Annahme, daß die Energie des Lichtes diskontinuierlich im Raume verteilt sei. Nach der hier ins Auge zu fassenden Annahme ist bei Ausbreitung eines von einem Punkte ausgehenden Lichtstrahles die Energie nicht kontinuierlich auf größer und größer werdende Räume verteilt, sondern es besteht dieselbe aus einer endlichen Zahl von in Raumpunkten lokalisierten Energiequanten, welche sich bewegen, ohne sich zu teilen, und nur als ganze absorbiert und erzeugt werden können".

Wie diese Hypothese zur Erklärung von einigen Erscheinungen dienen kann, mag durch ein paar Beispiele gezeigt werden.

Nach dem bekannten Gesetze von Stokes hat das durch einen fluoreszierenden Stoff ausgestrahlte Licht, wenn auch nicht immer, so doch in den allermeisten Fällen eine größere Wellenlänge als die Strahlen, durch welche die Fluoreszenz hervorgerufen wurde. Die Erklärung ist einfach, wenn man annimmt, daß die Lichtquanta im einfallenden Lichte so weit zerstreut sind, daß niemals zwei Quanta bei dem Erregen des Fluoreszenzlichtes zusammen wirken; daraus geht unmittelbar hervor, daß das Lichtquantum nicht für alle Lichtsorten gleich groß, sondern proportional mit der Schwingungszahl ν ist. Es liegt auf der Hand, daß ein Molekül der fluoreszierenden Substanz nicht mehr Energie ausstrahlen kann als es empfängt, wie verwickelt auch die Umformungen sein mögen, welche die einfallenden Schwingungen erleiden. Da es nun stets bloß über ein Quantum verfügt und nach der gemachten Annahme nicht weniger als ein Quantum ausstrahlen kann, so kann, wenn ν_1 die Schwingungszahl des einfallenden und ν_2 die des ausgestrahlten Lichtes ist, $h\nu_2$ nicht größer sein als $h\nu_1$, und folglich auch ν_2 nicht größer als ν_1. Die einzelnen Fälle, wo dies doch vorkommt, können so aufgefaßt werden, daß hier zwei oder mehrere einfallende Lichtquanta bei dem Hervorbringen eines ausgestrahlten Quantums zusammenwirken.

Eine quantitative Bestätigung seiner Theorie fand Einstein in den lichtelektrischen Wirkungen und in der Ionisierung von Gasen durch die äußersten ultravioletten Strahlen. Was die erste Erscheinung angeht, auf die ich mich hier beschränken will, so hat Lenard gefunden, daß unter dem Einfluß von ultravioletten Lichte aus Platten von geeignet gewähltem Metalle negative Ionen entweichen mit einer Geschwindigkeit, die er aus seinen Versuchen bestimmen konnte. Sie beträgt z. B. für Aluminium $8 \cdot 10^7$ cm/sec. Mit Hilfe der bekannten Masse eines Elektrons findet man hieraus für die kinetische Energie, womit es das Metall verläßt, $2{,}8 \cdot 10^{-12}$ erg. Da nun das Lichtquantum, wenn

1) A. Einstein, Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt, Ann. d. Physik 17, 132, 1905.

Digitized by Google

man die Wellenlänge der auftreffenden Strahlen zu $3 \cdot 10^{-5}$ cm rechnet, $6{,}5 \cdot 10^{-12}$ erg beträgt, so ergibt sich, daß in der Tat ein Lichtquantum genügend Energie mitführt, um ein Elektron zum Entweichen zu bringen. Ein Zusammenwirken von mehr als einem Quantum ist dazu nicht nötig, und man sieht leicht ein, daß, wenn dies nicht der Fall ist und die Umstände derart sind, daß z. B. die Hälfte der einfallenden Energie zur lichtelektrischen Wirkung verwendet wird, daß dann das rote Licht solches nicht zuwege bringen könnte, da die Quanta, woraus es besteht, zu klein sind. Im allgemeinen wird es durch die beträchtliche Größe der Lichtquanta der violetten und ultravioletten Strahlen begreiflich, daß diese manchmal Wirkungen hervorbringen, die man bei Strahlen von größerer Wellenlänge nicht wahrnimmt.

Im Zusammenhang mit Einsteins Hypothese sind auch die Versuche von Stark[1]) über den Dopplereffekt bei Kanalstrahlen sehr beachtenswert. Bekanntlich handelt es sich dabei um folgendes: Wenn sich die schnell fliegenden, lichtgebenden Teilchen (von Wasserstoff zum Beispiel), aus welchen diese Strahlen bestehen, auf das Spektroskop zu bewegen, so zeigen sie im Spektrum nicht mehr die scharfe Linie a, welche man bei ruhenden Teilchen wahrnimmt (und die man auch hier noch sieht, weil in der Geißlerschen Röhre auch ruhende Teilchen vorhanden sind), sondern das Licht ist von a ein wenig nach der violetten Seite hin verschoben. Mit gutem Grunde nimmt man an, daß in einem Bündel Kanalstrahlen alle Geschwindigkeiten vorkommen von o bis zu einem gewissen größten Werte; daraus folgt, daß, wenn alle sich bewegenden Teilchen Licht ausstrahlten, im Spektrum ein bei a beginnendes, sich nach rechts bis zu einer gewissen Breite ausdehnendes Band wahrnehmbar sein müßte. In Wirklichkeit ist jedoch unmittelbar neben a ein dunkler Raum, und das Licht beginnt erst in einem Punkte b in einiger Entfernung von a; das will sagen, daß die Teilchen, deren Geschwindigkeit kleiner ist als die Geschwindigkeit v, die der Verschiebung ab entspricht, kein Licht ausstrahlen. Stark erklärt dies durch die Annahme, daß die Kanalstrahlenteilchen erst zu leuchten beginnen, wenn bei einem Zusammenstoß mit einem Molekel ihre Vorwärtsbewegung zum Teil in Schwingungen verwandelt wird. Zur Bequemlichkeit werde angenommen, daß stets der $n$te Teil der Energie der fortschreitenden Bewegung durch einen Zusammenstoß für die Entstehung von Licht frei wird. Dann wird trotzdem keine Ausstrahlung zustande kommen, so lange die Geschwindigkeit nicht so groß ist, daß die entsprechende kinetische Energie n Lichtquanta beträgt, da keine Wirkung auftritt, wenn weniger als ein volles Quantum zur Verfügung steht.

Es wird auf diese Weise verständlich, daß die Teilchen erst dann Licht erzeugen, wenn ihre Geschwindigkeit eine bestimmte Grenze, nämlich die, welche wir oben v genannt haben, erreicht hat. Geht man nun von dem entsprechenden Punkte b im Spektrum noch weiter nach rechts, so daß man zu Strahlen kommt, die von Teilchen mit größerer Geschwindigkeit als v herrühren, dann verändert sich die Lichtstärke, die z. B. mit dem Wert i begann, eine Zeitlang allmählich in der einen oder anderen Richtung; das hängt von allerlei Umständen ab. Etwas Besonderes darf man in einem Punkte c erwarten, der so liegt, daß $ac = ab\sqrt{2}$ ist. In diesem Punkte kommt das Licht von Teilchen mit der Geschwindigkeit $v\sqrt{2}$, rechts davon von Teilchen mit einer noch größeren Geschwindigkeit. Diese letzten haben eine kinetische Energie mehr als zweimal so groß, als nach dem soeben Gesagten für das Zustandekommen von einem Lichtquantum nötig ist; stoßen sie gegen ein Molekül, so können jedesmal zwei Quanta hervorgebracht werden. Man darf erwarten, daß, wenn man von links nach rechts fortschreitet, bei dem Punkte c ein plötzliches Anwachsen der Lichtstärke eintritt, gerade so, wie in b ein Sprung von o bis i stattfand.

Stark hat diese Erwartung, zu der ihn Einsteins Auffassung geführt hatte, wirklich bestätigt gefunden.

Dies alles ist ohne Zweifel sehr auffallend, aber trotzdem will mich dünken, daß bei näherer Betrachtung ernste Bedenken gegen die Hypothese der Lichtquanten aufsteigen. Man muß es vielleicht schon als eine Schwierigkeit betrachten, daß die Lichtquanta sich durchaus nicht als besonders klein erweisen, wenn man sie mit den Lichtmengen vergleicht, die durch unser Auge wahrgenommen werden können. Aus Messungen von v. Kries[1]) kann man folgern, daß grüne Strahlen, die nur kurze Zeit auf das Auge treffen, einen Lichteindruck hervorrufen können, wenn die Netzhaut im ganzen von 30 bis 60 Lichtquanten getroffen wird, während bei andauernder Bestrahlung die Lichtempfindung ungefähr 140 Quanta per Sekunde erfordert. Man kann die Frage aufwerfen, ob eine verhältnismäßig so kleine Anzahl von Einheiten genügen kann, um die Erscheinungen auf der Netzhaut, die doch

1) J. Stark, Neue Beobachtungen an Kanalstrahlen in Beziehung zur Lichtquantenhypothese, diese Zeitschr. **9**, 767, 1908.

1) J. v. Kries, Über die zur Erregung des Sehorgans erforderlichen Energiemengen, Zeitschr. f. Sinnesphysiologie **41**, 373, 1906.

Digitized by Google

ohne Zweifel von sehr verwickelter Art sind, hervorzubringen.

Indessen kann man darüber schwer urteilen. Mehr Gewicht darf man einigen andern Überlegungen beimessen, die zu dem Schlusse führen, daß die Lichtquanta bei ihrer Fortbewegung sicher nicht auf kleine Räume konzentriert bleiben.

Daß sie sich vorerst in der Fortpflanzungsrichtung über eine sehr beträchtliche Strecke ausbreiten müssen, folgt aus der Tatsache, daß man mit „homogenem" Licht noch bei einer Phasenverschiedenheit von zwei Millionen Schwingungszeiten Interferenzerscheinungen wahrgenommen hat. Man kann daraus schließen, daß in den betreffenden Strahlen mindestens zwei Millionen Wellen (und vielleicht nicht weniger als etwa drei Millionen) regelmäßig aufeinander folgen, eine Schlußfolgerung, die, worauf es vor allem ankommt, für jedes Lichtquantum gesondert gelten muß. Man muß sich diese doch wohl als Ganze unabhängig voneinander vorstellen, so daß es nicht den mindesten Grund hat, warum die Schwingungen von zwei Quanta sich gerade in derselben oder in der entgegengesetzten Phase befinden sollten und von einer besonderen Verstärkung oder Abschwächung durch Interferenz bei dem Lichte von zwei verschiedenen Quanta nicht die Rede sein kann. Gibt also ein Quantum für sich keinen deutlichen Interferenzstreifen, so können ihn eine Anzahl Quanta zusammen ebensowenig hervorbringen. Man muß deshalb wohl annehmen, daß in dem betrachteten Falle in jedem Lichtquantum mindestens zwei Millionen Wellen aufeinander folgen und daß also, wenn man die Wellenlänge zu $4 \cdot 10^{-5}$ cm setzt, jedes Quantum sich in der Richtung der Bewegung über einen Bereich von mindestens 80 cm erstreckt.

Die Vorstellung, zu der man gelangt, daß die Lichtquanta nicht in sehr kleinen Räumen aufgehäuft sind, sondern daß man es immer mit einer ganzen Reihe von Wellen zu tun hat, führt zu einer eigenartigen Schwierigkeit, wenn man die Aufnahme des Lichtes durch ein absorbierendes Molekül betrachtet. Nach der gemachten Voraussetzung kann ein solches Teilchen nicht weniger als ein volles Quantum aufnehmen, aber es kann dies nur tun, indem es sich der Energie von einer großen Zahl von Schwingungen bemächtigt. Wie kann jedoch im Augenblick, wo die erste Welle ankommt, entschieden werden, ob ihre Energie absorbiert werden muß, da es darauf ankommt, ob noch genug Wellen folgen werden, um ein volles Quantum zu liefern? Man wird sich vorstellen müssen, daß das Teilchen vorläufig die Energie aufnimmt, um sie festzuhalten, wenn es ein volles Quantum zusammengebracht hat, aber sie wieder loszulassen, wenn ihm das nicht geglückt ist.

Zum Schlusse möge noch gezeigt werden, daß ein Lichtquantum sich auch seitwärts in der Richtung senkrecht zur Bewegung über eine beträchtliche Strecke ausbreiten kann. Stellen wir uns vor, daß ein Stern mit einem Fernrohr betrachtet wird und daß sein Bild so gut ist, wie man es bei der Größe der Objektivöffnung nach der gewöhnlichen experimentell bestätigten Diffraktionstheorie erwarten kann. Die Erfahrung lehrt, daß das Bild merklich schlechter wird, wenn man vor dem Objektiv einen Schirm anbringt, mit einer Öffnung, die nur einen Teil o der ganzen Objektfläche O freiläßt; man bekommt dann Licht S auf einen Teil der Brennpunktsebene, der größer ist als der Teil s dieser Ebene, auf welchen das Licht bei unbedecktem Objektiv konzentriert wird.

Es ist nun klar, daß diese Verschiedenheit unmöglich zustande kommen könnte, wenn die Lichtquanta so gut wie keine seitliche Ausbreitung hätten, wenn sie „punktförmig" wären. Da zwischen den verschiedenen Quanten keinerlei Zusammenhang besteht, wird in diesem Falle die bei voller Öffnung wahrgenommene Lichtkonzentration nur bestehen können, wenn jedes Quantum für sich in einem kleinen Teil s der Brennpunktfläche ankommt und wenn dieser Teil für alle Quanta dieselbe Lage hat; aber dann muß auch bei Anwesenheit des Schirmes dieselbe Konzentration wahrzunehmen sein.

Dieselbe Schlußfolgerung gilt, wenn man zwar den Quanten eine seitliche Ausdehnung zuschreibt, aber eine so kleine, daß auch die Öffnung o noch ganze Quanta durchlassen kann. Einen Einfluß auf das Bild kann das Diaphragma nur dann haben, wenn jedes Quantum eine so große Oberfläche einnimmt, daß die Öffnung o in verhältnismäßig größerem Maße als das ganze Objektiv O so durch Quanta getroffen wird, daß nur ein Teil von ihnen innerhalb, ein anderer Teil außerhalb des Randes auffällt, und wenn überdies der innerhalb des Randes auffallende Teil eines Quantums auch wirklich aufgenommen wird.

Nimmt man an, so wie es die Hypothese streng genommen mit sich bringt, daß aus dem einen oder andern Grunde Teile eines Lichtquantums nicht in das Instrument eindringen können, dann wird man wieder zu dem Schlusse kommen, daß das Maß der Lichtkonzentration durch das Diaphragma nicht geändert werden kann; es würde aber, sobald die Öffnung kleiner wird als die Ausdehnung eines Lichtquantums, überhaupt kein Licht mehr zu sehen sein.

Der Gedankengang, der uns zu dem Schlusse führt, daß die Lichtquanta sich über einen be-

Digitized by Google

trächtlichen Teil der Objektivoberfläche ausdehnen müssen, kann auch folgendermaßen eingekleidet werden. Wenn wir entweder die rechte oder die linke Hälfte des Objektivs bedecken, nehmen wir jedesmal eine größere Ausbreitung des Lichtes wahr, als wenn wir mit der vollen Öffnung arbeiten. Es wird an einigen Stellen die Lichtbewegung, die durch die eine Hälfte hereindringt, infolge von Interferenz aufgehoben durch die Bewegung, die durch die andere Hälfte gegangen ist. Diese Wirkung muß aus dem mehrfach erwähnten Grunde durch ein Lichtquantum zustande kommen; ein Lichtquantum muß sich also über die beiden Hälften des Objektivs erstrecken.

Die Tatsache, daß es Fernrohre mit einem Objektivdurchmesser von 50 cm gibt, wobei die Größe der Öffnung auch wirklich zu ihrem Rechte kommt, nötigt uns also, eine Ausdehnung der Lichtquanten über viele hundert cm² anzunehmen, und zu noch größeren Zahlen kommt man, wenn man bedenkt, daß das neue Spiegelteleskop von Hale einen Durchmesser von 150 cm hat und Bilder gibt, die dieser Öffnung entsprechen. Ja, man kann erwarten, daß die seitliche Ausbreitung der von einem Sterne kommenden Lichtquanten noch viel größer ist, denn es wäre ein sonderbarer Zufall, wenn die Ausbreitung gerade mit den Abmessungen unserer Instrumente übereinstimmte.

Das Aufnehmen von Teilen eines Lichtquantums wurde schon kurz erwähnt. Wieweit die Zerstückelung dieser „Einheiten" gehen kann, wird am deutlichsten klar, wenn man bedenkt, daß der Stern mit unbewaffnetem Auge zu sehen ist. Aus der seitlichen Ausbreitung, von der wir sprachen, folgt, daß dann von jedem Quantum nur ein sehr kleiner Bruchteil, vielleicht der 10000ste, in die Pupille eindringen kann. Will man nun doch noch an der Vorstellung festhalten, daß das Licht nur in ganzen Quanten auf die Netzhaut wirken kann, dann wird nichts anderes übrig bleiben als anzunehmen, daß auf eine oder die andere Weise im Auge die Bruchteile einer großen Zahl verschiedener Einheiten wieder zu einem vollen Quantum vereinigt werden.

Das Gesagte dürfte genügen, um zu zeigen, daß von Lichtquanten, die bei der Fortbewegung in kleinen Räumen konzentriert und stets ungeteilt bleiben, keine Rede sein kann.

(Aus dem Holländischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen 23. März 1910.)

REFERATE.

Der harmonische Analysator von O. Mader.

Von A. Schreiber.

Jede periodische Funktion $f(x)$ von der Periode a, mag sie nun analytisch, d. h. durch einen mathematischen Ausdruck, oder willkürlich, d. h. etwa durch Beobachtungen oder durch eine graphische Darstellung gegeben sein, läßt sich bekanntlich durch eine sog. Fouriersche Entwicklung von der Form

$$f(x) = \frac{1}{2} A_0 + A_1 \cos \frac{2\pi x}{a} + A_2 \cos 2 \cdot \frac{2\pi x}{a} + \cdots + B_1 \sin \frac{2\pi x}{a} + B_2 \sin 2 \cdot \frac{2\pi x}{a} + \cdots$$

ausdrücken. Hier stellt jedes Glied, vom ersten abgesehen, eine einfache, sog. harmonische Schwingung mit der Periode $\frac{a}{n}$ $(n = 1, 2 \cdots$ usf.) dar. Für die Amplitudenwerte der einzelnen Sinus- und Kosinusschwingungen hat man folgende Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned} A_n &= \frac{2}{a}\int_0^a f(x) \cos\left(n \cdot \frac{2\pi x}{a}\right) dx \\ B_n &= \frac{2}{a}\int_0^a f(x) \sin\left(n \cdot \frac{2\pi x}{a}\right) dx, \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

die zur rechnerischen Ermittelung dienen können. Ein Instrument zur Auswertung dieser beiden Integrale auf mechanischem Wege ist zuerst von Wm. Thomson (Lord Kelvin) konstruiert worden. Später haben sich Henrici[1]), Wiechert, Sommerfeld u. a. mit der Konstruktion solcher Instrumente, die nach englischem Gebrauche als harmonische Analysatoren bezeichnet werden, befaßt.

Der vorliegende Analysator ist unseres Wissens das erste Instrument, das wegen seiner leichten Handhabung, der großen ihm innewohnenden

1) Vergl. O. Henrici, Über Instrumente zur harmonischen Analyse, Katalog mathematischer und mathematisch-physikalischer Modelle, Apparate und Instrumente. München 1892, herausgegeben von der Deutschen Mathematiker-Vereinigung.

Digitized by Google

Genauigkeit und nicht zuletzt wegen des verhältnismäßig billigen Preises allen wissenschaftlichen und praktischen Ansprüchen genügt und auf allgemeine Beachtung, vorzugsweise auch in den Kreisen der Mathematiker und Physiker, rechnen kann. Die höchst einfache und durchsichtige Anordnung des Instruments ist in erster Analyse. Jeder Koeffizient A oder B wird durch den Flächeninhalt einer vom Instrument erzeugten Kurve dargestellt und durch ein beliebiges Planimeter (Polarplanimeter oder Präzisionsplanimeter), dessen Fahrstift in den jene Kurve erzeugenden Punkt eingesetzt wird, gemessen. Den Analysator samt Planimeter zeigt Fig. 1.

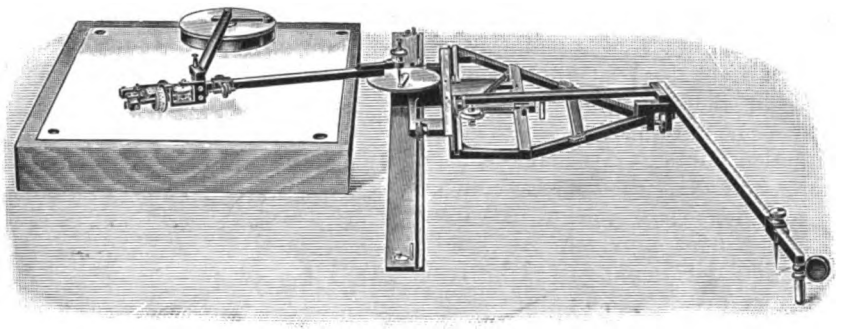


Fig. 1.

Linie dadurch ermöglicht worden, daß der Erfinder von vornherein darauf verzichtet hat, das Instrument so einzurichten, daß mit einer einzigen Befahrung sogleich die Amplituden mehrerer Grundschwingungen auf einmal ermittelt

An einem Wagen W (s. Fig. 2), der auf drei Rollen läuft und nur in einer bestimmten Richtung verschiebbar ist, sind drei bewegliche Teile befestigt:

1. Ein Winkelhebel FKS ($\sphericalangle FKS = 90^0$),

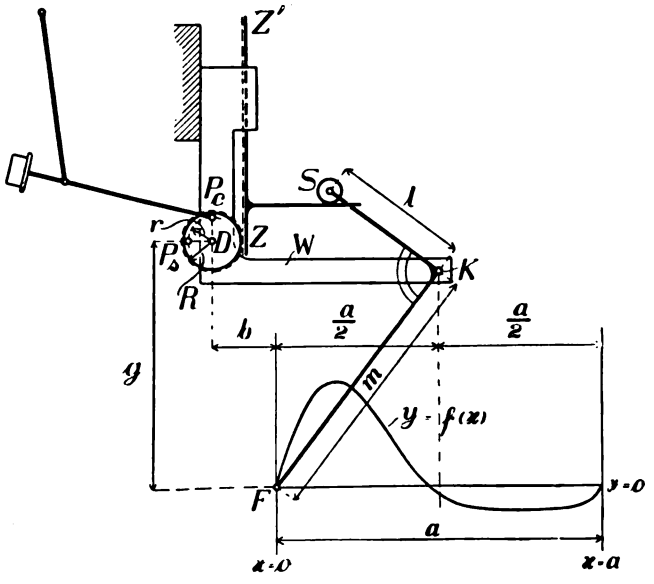


Fig. 2.

werden können; bei dem Maderschen Analysator bedarf es zur Ermittelung jedes einzelnen Koeffizienten aus der Reihe der A und B einer Befahrung der vorgelegten Kurve. Übrigens beruht die Wirkungsweise des Instruments im wesentlichen auf der von Clifford-Finsterwalder angegebenen graphischen Methode der harmonischen

drehbar um den Punkt K. Der Punkt F ist der Fahrstift des Analysators.

2. Eine Zahnstange ZZ', die auf dem Wagen W verschoben werden kann und zwar nur in der Verschiebungsrichtung des Wagens, die durch das Lineal in Fig. 1 angegeben ist, in dessen Nut sich zwei der Wagenrollen bewegen. Die Ver-

Digitized by Google

schiebung der Zahnstange erfolgt mittels der am Ende des Winkelschenkels KS angebrachten Rolle S, die derart mit der Zahnstange verbunden ist, daß bei einer Drehung des Winkelhebels um K die Zahnstange mitgenommen wird und sich in der ihr vorgeschriebenen Richtung verschiebt.

3. Eine gezahnte Scheibe vom Halbmesser R, die sich um den Punkt D des Wagens drehen kann und deren Zähne in die der Zahnstange eingreifen. Dadurch dreht sich bei einer Drehung des Winkelhebels die Scheibe um D; auf der Scheibe befinden sich am Halbmesser r zwei Einsatzpunkte für den Fahrstift des Planimeters.

Die Zeichnung mit der zu analysierenden Kurve wird so auf den Tisch gelegt, daß die X-Achse (Basis der Kurve) senkrecht zur Führungsschiene und daß der Punkt K des Instruments senkrecht über der Mitte der Basis liegt (vgl. Fig. 2). Ein dem Instrument beigegebener, mit Teilung versehener Zeichenwinkel gestattet, die Zeichnung ohne besondere Mühe bzw. wenn die Zeichnung bereits befestigt ist, die Führungsschiene in die richtige Lage zu bringen. Durch zwei in die Unterlage zu drückende Nadelspitzen wird eine Verschiebung der Schiene verhindert.

Die Befahrung der Kurve wird nun in der Weise vorgenommen, daß man zunächst den Fahrstift F in den Anfangspunkt ($x = 0$) der Basis a einsetzt, darauf die Kurve bis zum Punkte $x = a$ befährt und dann den Fahrstift auf der Basis geradlinig bis zum Anfangspunkte der Basis zurückführt. Der Punkt F hat dann eine geschlossene Kurve beschrieben. Durch die Befahrung kommt die Scheibe in fortschreitende und drehende Bewegung derart, daß der Einsatzpunkt P_s gleichfalls eine geschlossene Kurve beschreibt.

Es läßt sich nun leicht zeigen, daß der Flächeninhalt der vom Punkte P_s beschriebenen Kurve durch den Integralausdruck B_n in Gleichung (1) dargestellt wird, wenn man nur die Abmessungen der Scheibe (Halbmesser R und r) und die des Winkelhebels (Schenkellängen l und m) entsprechend wählt.

Werden die Koordinaten von P_s mit y_s, x_s, die des Fahrstiftes mit y, x bezeichnet, so gilt zunächst die Gleichung

$$y_s = y + \chi(x), \qquad (2)$$

worin χ eine Funktion von x allein bedeutet, auf die es im übrigen nicht weiter ankommt. Daß die Gleichung (2) richtig ist, folgt aus der Differentialgleichung $dy_s = dy$, denn bei einer beliebigen Verschiebung des Punktes F parallel der Y-Achse bewegt sich nur der Wagen; es tritt aber keine Drehung der Scheibe ein. Es ist weiter

$$-x_s = b + r\cos\beta,$$

wobei β der Winkel ist, um den sich die Scheibe gedreht hat, während der Fahrstift vom Punkte $x = 0$, $y = 0$ nach dem Punkte x, y gewandert ist, d. h. der Winkel, den der Durchmesser DP_s mit seiner Anfangslage, wie sie sich aus Fig. 2 ergibt, einschließt. Das Maß b ist in Fig. 2 eingeschrieben. Da ferner einer Verschiebung des Punktes F von der Lage $x = 0$, $y = 0$ in die Lage $x = x$, $y = 0$, d. h. einer Verschiebung in Richtung der X-Achse um das Maß x, eine Verschiebung von S in Richtung der Y-Achse um das Maß $\frac{xl}{m}$ entspricht und da diese Verschiebung von S andererseits durch $R\beta$ ausgedrückt werden kann, so hat man

$$\beta = \frac{x}{R}\cdot\frac{l}{m}$$

und damit wird

$$x_s = -\left(b + r\cos\frac{xl}{Rm}\right). \qquad (3)$$

Es ergibt sich nun für die vom Punkte P_s beschriebene Fläche

$$F_s = \int y_s\, dx_s = \int y\,\frac{rl}{Rm}\sin\frac{rl}{Rm}\,dx + \int \chi(x)\,\frac{rl}{Rm}\sin\frac{rl}{Rm}\,dx.$$

Beide Integrale rechter Hand sind Linienintegrale, die sich auf den Rand der vom Punkte $F(x, y)$ beschriebenen geschlossenen Kurve beziehen; das zweite hat den Wert null, weil es überdies nur von x abhängt. Berücksichtigt man ferner, daß in dem ersten Integrale rechts der geradlinige Integrationsweg von $x = a$ bis $x = 0$ wegen $y = 0$ nichts zum Integrale beiträgt, so kann man ihm die Grenzen $x = 0$ bis $x = a$ beilegen und man hat also

$$F_s = \frac{rl}{Rm}\int_0^a y\sin\frac{xl}{Rm}\,dx. \qquad (4)$$

Dieser Ausdruck unterscheidet sich aber von B_n in Gleichung (1) nur in den Konstanten, über die derart verfügt ist, daß 1 qcm Fläche (am Planimeter abgelesen) direkt 1 mm in der Amplitude B_n ist. Insbesondere wird dies erreicht durch die Verschiebbarkeit des Fahrstiftes auf dem Winkelschenkel $KF = m$, und zwar in der Weise, daß die Konstante vor dem Integral in Gleichung (4) das 10fache von $\frac{2}{a}$ wird; zu diesem Zwecke ist der Schenkel KF mit einer Teilung versehen, mit Hilfe deren man den Fahrstift auf jede beliebige Basis a zwischen 20 und 360 mm einstellen kann. Man hat also nicht nötig, die Kurven auf eine bestimmte Basis umzuzeichnen, wie dies bei älteren Instrumenten der Fall ist.

Digitized by Google

Für jede Grundschwingung ist dem Instrumente eine besondere Scheibe beigegeben, durch deren Abmessungen über R und r bezw. über die Ordnungszahl n der Grundschwingung verfügt ist. Auf jeder Scheibe ist noch ein zweiter Einsatzpunkt P_c, gegen P_s um 90° versetzt, angebracht, der, wie leicht ersichtlich, zur Ermittelung der Amplitude A_n dient.

Die mit dem Analysator angestellten Versuche (Analyse einer aus Stücken von geraden Linien zusammengesetzten, integrierbaren Funktion und Vergleichung mit den analytisch bezw. rechnerisch gewonnenen Amplitudenwerten) haben ergeben, daß der mittlere Fehler der mechanisch ermittelten Amplituden bei gehöriger Sorgfalt $\pm$ 0,1 mm ist. Das Instrument dürfte daher auch hinsichtlich der Genauigkeit allen Anforderungen entsprechen, die bei physikalischen, meteorologischen und technischen Anwendungen gestellt werden können[1]).

1) Erfinder des Instruments ist Dr. ing. O. Mader, Assistent am Maschinen-Laboratorium der Technischen Hochschule Aachen. Das Instrument wird von der Firma Gebr. Stärzl, München, Amalienstraße 28, hergestellt und kostet 120 M. (D.R.G.M.)

(Eingegangen 19. März 1910.)

Ein neues Gasrefraktometer und Gasinterferometer zu analytischen Zwecken.

(Nach Angaben von F. Haber konstruiert von der Firma Carl Zeiß-Jena[1]).)

Von K. Jellinek.

Die Analyse technischer Industriegase hat eine eminente Bedeutung; für zahlreiche Industriezweige (Feuerungstechnik, Schwefelsäurefabrikation) ist die fortlaufende Verfolgung der chemischen Prozesse durch die Gasanalyse eine Lebensfrage. Bisher wurde die Gasanalyse auf volumetrischem und densimetrischem Wege durchgeführt, F. Haber hat nun auf den optischen Weg, der manche Vorzüge hat, hingewiesen, und im Verein mit Dr. Löwe (Zeiß-Jena) das neue Gasrefraktometer und das neue Gasinterferometer konstruiert.

Das Gasrefraktometer besteht aus einem Fernrohr, einem Gasprisma und einem Spiegel, die hintereinander aufgestellt sind. Als Lichtquelle dient eine Nernstlampe, die durch ein kleines seitliches Fenster ihr Licht auf die total reflektierende Fläche eines kleinen, im Innern des Fernrohrs befindlichen Prismas fallen läßt. Dies Prisma, dessen total reflektierende Fläche also das bildgebende Objekt ist, ist nahe vor dem Okular des Fernrohrs an dessen Seitenwand befestigt und so klein, daß es die Fernrohrachse nicht erreicht. Das Licht geht von der Prismenfläche aus durch das Fernrohr und Gasprisma hindurch und trifft sodann einen Spiegel, der nicht genau senkrecht auf der Strahlenrichtung steht, so daß die Strahlen nicht in sich, sondern unter einem ganz kleinen Winkel reflektiert werden. Die Strahlen gehen nun wieder durch das Prisma und Fernrohr zurück, wodurch in dem zentralen Teile des Fernrohrs ein Bild der Prismenfläche erscheint. In der Bildfläche des Fernrohrs ist eine reelle Skala angebracht, die zum Teil durch das Bild der total reflektierenden Prismenfläche hell erleuchtet, zum Teil dunkel ist. Auf die scharfe Kante der Prismenfläche, also die Grenzlinie hell-dunkel auf der Skala wird eingestellt, bzw. ihr Wandern auf der Skala bei verschiedener Füllung des Gasprismas beobachtet. Die Beobachtung des Bildes geschieht nicht einfach durch das Fernrohrokular, sondern an dessen Stelle durch ein Mikroskop. Das Mikroskop ist leicht entfernbar und an seine Stelle kann eine Projektionslinse gesetzt werden, die Fernablesungen auf mehrere Meter gestattet.

Der wesentlichste Bestandteil des Apparates, das Gasprisma, ist bis auf die Eintritts- und Austrittsstellen des Lichtes ganz aus Metall (Ausgleich von Temperaturdifferenzen) und besitzt einen brechenden Winkel von 160°. Das Gas wird vermittelst Ansatzstutzen in das Prisma eingeführt, die Innenflächen sind durch einen widerstandsfähigen Lack vor chemischen Angriffen geschützt. Auf den beiden schrägen Flächen sind mit Guttapercha-Paraffinkitt zwei völlig optisch homogene planparallele Glasstreifen aufgekittet von 20 cm Länge, 3 cm Breite und 1 cm Dicke. Um jedes beliebige Gas als Vergleichsgas benutzen zu können, ist das Gasprisma von einer in zwei Hälften abschraubbaren Hülse umgeben, durch welche das Vergleichsgas geleitet wird. Die Abschlußplatte der dem Fernrohrobjektiv zugewendeten Hülsenhälfte bildet ein die Dispersion des Versuchsgases kompensierender drehbarer Keil von kleinem brechenden Winkel. Am leichtesten wird die Dispersion aber durch monochromatisches Licht beseitigt.

Nimmt man nun in der Hülse Luft und auch in dem Gasprisma Luft, so erhält man die Nullstellung der Bildkante auf der Skala. Ersetzt man die Luft im Prisma durch ein anderes Gas, so tritt ein Wandern der Bildkante ein. Änderungen des Barometerstandes um 2 Proz. oder der Temperatur um 6° bewirken Ände-

1) Die Angaben des vorliegenden Referats sind einer Arbeit von Ludwig Stuckert, „Über die Lichtbrechung der Gase und ihre Verwendung zu analytischen Zwecken", Zeitschr. f. Elektrochem. **16**, 37—75, 1910, entnommen.

Digitized by Google

rungen der Einstellung, die unter der Empfindlichkeit des Instrumentes liegen. Die Empfindlichkeit des Instruments wird am besten durch ein Beispiel erläutert. Wenn man im Prisma oder der Umhüllung 0,9 Proz. der Luft durch CO_2 ersetzt, so wandert der Nullpunkt (Prisma und Hülle mit reiner Luft gefüllt) um einen Teilstrich auf der Skala. Für ein Gemisch von 99 Proz. Luft und 1 Proz. CO_2 um 1,1 Skalenteile. Der absolute Brechungskoeffizient der Luft (18°, 750 mm Hg) beträgt 1,000271, der der CO_2 1,000417. Die brechende Kraft des Gemisches ist also:

$$0{,}99\ (1{,}000271 - 1) + 0{,}01\ (1{,}000471 - 1) = 0{,}0002725.$$

Der absolute Brechungsexponent des Gemisches beträgt also 1,0002725, der relative gegen reine Luft 1,000015. Dieser Wert entspricht 1,1 Skalenteilen. $^1/_5$ Skalenteil läßt sich noch gut schätzen, folglich kann man Unterschiede des relativen Brechungsexponenten von drei Einheiten der siebenten Dezimale und CO_2-Gehalte bis zu 0,2 Proz. erkennen. Die Genauigkeit des Instruments ist um so größer, je größer die Differenz der Brechungsexponenten des Gashauptbestandteils und der zu bestimmenden Beimischung ist. Schweflige Säure und Äthylen lassen sich mit der doppelten, Benzol und Pentandämpfe mit der zehnfachen Genauigkeit bestimmen.

Das zweite, viel genauere Instrument, das Gasinterferometer, benutzt die von Fraunhofer zuerst beobachteten Beugungserscheinungen. Es besteht im wesentlichen aus zwei über 1 m voneinander entfernten konaxialen Kollimatorrohren und den zwischen ihnen befindlichen Gasrohren. Die Lichtquelle, die vor dem ersten Kollimatorrohr steht, ist eine Nernstlampe (horizontaler Faden), deren Strahlen durch einen Kondensor auf den Spalt des Kollimatorrohres fallen. Der Spalt bildet den Brennpunkt der Kollimatorlinse, deren Durchmesser 6 cm und deren Brennweite 50 cm beträgt. Das von der Kollimatorlinse parallel gemachte Licht trifft, wie erwähnt, in mehr als 1 m Entfernung das zweite Kollimatorrohr, vor dessen Linse aber sich die Diffraktionsebene aus Messingblech befindet, in welcher zwei Beugungsspalte (5 cm lang, 4 mm breit, 20 mm Abstand) eingeschnitten sind.

In der 50 cm entfernten Brennebene der zweiten Kollimatorlinse entsteht die Beugungserscheinung. Zwischen erstem Kollimator und Diffraktionsebene werden nun die Gasröhren eingeschaltet. Sie sind aus gezogenem Messing verfertigt, der Länge nach zusammengelötet, an beiden Enden mit planparallelen Platten (aus einem Stück geschnitten) geschlossen. Sie sind 1 m lang, 1,4 cm breit und hoch. Vor jedem Beugungsspalt liegt die Lichtaustrittsöffnung einer Röhre. Die Höhe, in der die Röhren gelagert sind, ist eine solche, daß die obere Abschlußkante auf der Höhe des horizontalen Durchmessers der Kollimatorlinsen liegt, also gerade die untere Hälfte des Lichtbündels durch die Gasröhren geht. — Ist in beiden Röhren Luft, so gibt das untere Lichtbündel dasselbe Beugungsphänomen, wie das obere. Nur ist das System der Interferenzen in der Mitte des Gesichtsfeldes durch eine schwarze Trennungslinie gesondert, welche die Projektion der oberen Abschlußfläche der Gasröhren darstellt. Das Beugungsphänomen im Gesichtsfeld besteht aus einem zentralen hellen (weißen) Streifen, der rechts und links von zwei schmalen, dunklen (schwarzen) Fransen mit schwachfarbigen Rändern begrenzt ist, an diese reihen sich seitwärts die Beugungsspektren höherer Ordnung. Die Beugungserscheinung wird durch eine Zylinderlinse (starke Helligkeit der Interferenzerscheinung) beobachtet. Wird in eine der beiden Gasröhren statt Luft ein Fremdgas eingeführt, so wandert die untere Hälfte des Streifensystems zur Seite, die obere bleibt fest stehen, ihr mittelster heller Streifen ist Fixpunkt. Wird auch in den Gang des zweiten unteren Strahles durch eine Hilfsvorrichtung ein Gangunterschied eingeschaltet, so wandert das Streifensystem zurück, man kann kompensieren und wieder auf den Fixpunkt einstellen. Als Hilfsvorrichtung wird ein Jaminscher Kompensator verwendet. Unmittelbar vor den beiden Beugungsspalten befinden sich zwei planparallele Platten (3 mm dick) unter einem spitzen Winkel gegen die Abschlußflächen der Gasröhren geneigt. Die eine ist unbeweglich, die andere kann um eine horizontale Achse um kleine Beträge gedreht werden. Durch die Drehung wird die Dicke der Glasschicht geändert, also ein beliebiger Gangunterschied eingeschaltet und das untere Streifensystem seitlich verschoben.

Die Drehung ist an einem Teilrad meßbar, dessen Umfang in 100 Teile geteilt ist. 30 Teile Umdrehung entsprechen einer Verschiebung um eine Streifenbreite. Plötzliche Streifenverzerrungen werden durch festes Montieren der Apparatteile auf eine Eisenschiene vermieden, sowie dadurch, daß die Gasröhren samt den Enden der Kollimatorrohre in ein mit Filz umhülltes Gehäuse geschlossen sind.

Die Empfindlichkeit des Apparates läßt sich durch Bestimmung des Methangehaltes (schlagende Wetter) der Luft, die aus Bergwerken gefördert wird, demonstrieren. Bedeuten L die Länge der Gasrohre, n_M den absoluten Brechungsexponenten des Methans (18°, 750 mm), n_L den der Luft, λ die mittlere Wellenlänge des weißen

Digitized by Google

Lichts 550 $\mu\mu$, endlich m die Anzahl der Streifen, um welche sich das untere System bei Ersatz der Luft in einem Gasrohr durch Methan verschiebt, so gilt die Formel

$$L(n_M - n_L) = \lambda m$$

oder

$$L(1{,}000411 - 1{,}000271) = 0{,}550\, m$$

$m = 254{,}5$ Streifen weißen Lichts.

1 Proz. Methan entspricht also 2,55 Streifenbreiten. Eine Streifenbreite ist aber gleich 30 Teilstrichen des Teilrades. Ein Gangunterschied dieser Größe wird durch Luft, die 0,4 Proz. Methan enthält, hervorgerufen. Bis auf einen halben Teilstrich läßt sich einstellen, also läßt sich noch $^1/_{200}$ Proz. Methan erkennen.

Die Vorteile der optischen Gasanalyse gegenüber den anderen Methoden sind außer der Bequemlichkeit noch die, daß Sperrflüssigkeiten wegfallen, daß nicht wie bei den Dichtemethoden Differenzen zweier Größen, sondern ihr Verhältnis gemessen wird, und man daher bei kleineren Dimensionen des Apparates zu besseren Resultaten gelangt. Mit dem Interferometer kann man in einer Gasröhre von 1 m Länge eine Änderung der brechenden Kraft der Luft um $^1/_{20000}$ wahrnehmen, bei dem Krellschen Apparat, der eben noch einen Druckunterschied von 0,0025 mm mißt, müßte man zur Feststellung derselben Änderung eine Gassäule von 33 m mit einer gleich hohen Säule gewöhnlicher Luft vergleichen.

(Eingegangen 3. April 1910.)

BESPRECHUNGEN.

L. Poincaré, Die Elektrizität. Übersetzt von A. Kalähne. 8. VIII u. 261 S. Leipzig, Quelle & Meyer. 1909. M. 3.80, gebunden M. 4.40

Das vorliegende Buch über Elektrizität kann ich nur warm empfehlen. Es ist nicht eigentlich populär im gewöhnlichen Sinne des Wortes, und dennoch für den Physiker und Elektrotechniker eine leichte und angenehme Lektüre. Man erhält einen sehr guten und auch vollkommen zuverlässigen Einblick in die Entwickelung der theoretischen Fragen sowohl, als die der praktischen Anwendungen. — Die Übersetzung ist sehr zu loben; nur hätte der Übersetzer vielleicht einige Banalitäten des französischen Textes (z. B. Bemerkungen über die moralische (!) Wirkung der Quecksilberlampe) unterdrücken können. Auf den Wert des Buches ist das ohne Einfluß geblieben.

Cl. Schaefer.

H. E. Timerding, Geometrie der Kräfte. (B. G. Teubners Sammlung von Lehrbüchern der mathematischen Wissenschaften. Band I.) gr. 8. XI u. 381 S. mit 27 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Gebunden M. 16.—

Der Verfasser des Artikels „Geometrische Grundlagen der Mechanik" (Enzyklopädie der mathem. Wissenschaften mit Einschluß ihrer Anwendungen. IV, 1), der über die Ballsche Schraubentheorie referiert, hat sich in diesem Werke die Aufgabe gestellt, die geometrische Seite des Kraftbegriffes in einem Lehrbuch zu behandeln. Die Form der Darstellung ist wesentlich elementar. Die ersten Kapitel entwickeln die mathematische Natur des Begriffes der Kraft mit Hilfe der Vektoranalysis; auf diese Sprache wird später verzichtet. Die Kapitel der Mitte geben eine Darstellung der Schraubentheorie; die höher liegenden Ballschen Resultate bleiben in Rücksicht auf die elementaren Methoden außerhalb. Die Schlußkapitel, gehören der Kinetik des starren und der Statik des deformierbaren Körpers.

Die Sammlung der vielverzweigten Einzelliteratur entspricht einem großen Bedürfnis. Der Hauptwert des Buches dürfte in der Entwicklung der Gebilde und Begriffe der Liniengeometrie aus den natürlichen Problemen der Mechanik liegen.

Wolfgang Voigt.

J. Perry, Angewandte Mechanik. Ein Lehrbuch für Studierende, die Versuche anstellen und numerische und graphische Beispiele durcharbeiten wollen. Berechtigte deutsche Übersetzung v. R. Schick. gr. 8. VIII u. 666 S. mit 371 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Gebunden M. 18.—

Der Verfasser des vorliegenden Lehrbuches ist dem deutschen Leserpublikum bestens bekannt, durch seine „Höhere Analysis für Ingenieure" und dem Physiker besonders durch sein prächtiges Büchlein über „Drehkreisel". Auch das vorliegende Werk ist in seiner Art ein wohl einzig dastehendes, sowohl was die originelle Frische, jeder Pedanterie abholde Art der Darstellung, als auch die Lehrmethode angeht. Man merkt auf jeder Seite die Persönlichkeit des Verfassers: er macht aus seinem Herzen keine Mördergrube, und wo ihm eine wissenschaftliche Ansicht oder pädagogische Methode nicht paßt, sagt er es unumwunden. Er verhöhnt zum Beispiel diejenigen, welche „einem jungen Manne den Gebrauch der Logarithmen erst gestatten wollen, wenn er sie berechnen könne", in folgender treffender Weise: „Danach dürfe man keine Uhr gebrauchen und keinen Rock tragen, bevor man nicht diese Dinge selbst anfertigen könne". Andererseits schießt er übers Ziel hinaus, wenn er als Gegenmittel gegen diese doch wohl recht vereinzelt dastehenden übertriebenen Forderungen verlangt, daß die jungen Tech-

Digitized by Google

niker ihre Kenntnisse in Mathematik, Mechanik, Physik, Chemie bei Ingenieuren erlernen sollen! — Solcher Stellen, die uns von der impulsiven Natur des Autors Zeugnis geben, könnte ich natürlich noch viele anführen; aus den gegebenen Beispielen dürfte zur Genüge das Eine hervorgehen, daß die Lektüre des Perryschen Buches alles andere als langweilig ist. Deshalb werden auch unsere jungen Techniker bald Freundschaft mit dem Buche schließen, das wie kaum ein zweites geeignet erscheint, dem, der sich darum bemüht, lebendiges Wissen und Können zu vermitteln. Cl. Schaefer.

Müller, F., Führer durch die mathematische Literatur. Mit besonderer Berücksichtigung der historisch wichtigen Schriften. (Abhandlungen zur Geschichte der mathemat. Wissenschaften. XXVII. Heft.) gr. 8. X u. 252 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 7.—, gebunden M. 8.—

Die Schwierigkeit, ein Werk, wie das vorliegende, zu besprechen, liegt auf der Hand. Denn wer die Mathematik als Hilfswissenschaft betreibt, kann nicht so orientiert sein, daß er alle Lücken eines derartigen Führers empfindet. Ich habe mich daher auf Stichproben beschränkt, und habe da zu meinem Erstaunen recht häufig Lücken entdeckt. Um nur einige Beispiele anzuführen: es fehlt der Name Fredholm vollständig; unter dem Titel „Besselsche Funktionen" werden zwar die Meißelschen Tabellen für die Funktionen erster Art, nicht aber die ebenso wichtigen, von B. A. Smith berechneten Tabellen für die Funktionen zweiter Art angegeben; unter „Variationsrechnung", die überhaupt etwas stiefmütterlich behandelt scheint, vermisse ich das Lehrbuch von Bolza; das zweibändige Lehrbuch der Analysis von Lipschitz steht unter „Funktionentheorie" wo es kein Mensch suchen würde und so weiter. Als Kuriosum für die Leser dieser Zeitschrift sei noch angeführt, daß auch Maxwell im Inhaltsverzeichnis steht, aber lediglich als Mitarbeiter des „Quarterly Journal of pure and applied mathematics". —

Nach dieser kleinen Blütenlese möchte ich um so nachdrücklicher betonen, daß der Verfasser uns ein wertvolles, wenn auch nicht vollkommenes Hilfsmittel für den Unterricht geschenkt hat.

Cl. Schaefer.

Tagesereignisse.

Zum Studium eventuell auftretender elektromagnetischer Störungen in der Erdatmosphäre beim Durchgang der Erde durch den Schweif des Halleyschen Kometen ist auf Anregung von Mitgliedern der Kgl. Akademie der Wissenschaften zu Göttingen eine **Expedition nach Island** für die Zeit des Erscheinens des Kometen geplant. Zur Ausführung des Planes sind der bisherige Observator am Samoa-Observatorium Dr. G. Angenheister und der Assistent am Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen Dr. A. Ansel beauftragt.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule München Dr. J. Popp für Physik, an der Universität Bern Dr. J. Luterbacher für Experimentalphysik, an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Hugo Bauer für organische Chemie, an der Technischen Hochschule Graz Professor Dr. V. C. v. Löwenhaupt von der Handelsakademie in Graz für allgemeine Chemie.

Ernannt: Professor Dr. Hermann Dießelhorst, Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin, zum ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Braunschweig, der Honorardozent an der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Gustav Rosmanith zum a. o. Professor für Versicherungsmathematik und mathematische Statistik ebenda, der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Constantin Carathéodory in gleicher Eigenschaft an die Technische Hochschule Breslau, der Professor an der Yale-Universität in New Haven Dr. Bertram B. Boltwood zum ord. Professor für Radiochemie daselbst, der Professor an der Berg- und Hüttenhochschule Ekaterinoslaw Dr. B. F. Kurilov zum ord. Professor der Chemie an der Universität Warschau, der Professor an der Cornell-Universität Dr. Wilhelm B. Fite und der a. o. Professor Dr. H. E Hawsko zu Professoren der Mathematik an der Columbia-Universität, sowie an derselben Universität Professor Dr. George B. Wendelt vom Stevens-Institut zum Professor der Physik und der Professor der Astronomie Dr. Charles Lane Poor zum Professor für Himmelsmechanik, der Chemiker der Gasglühlichtfabrik in Wien Dr. K. Ulrich zum Direktor der staatlichen Uranfarben- und Radiumfabriken in St. Joachimsthal (Böhmen).

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Leipzig Dr. Felix Hausdorff als ord. Professor der Mathematik an die Universität Bonn, der a. o. Professor an der Universität München Dr. Karl T. Fischer als ord. Professor der mathematischen Physik, angewandten Thermodynamik und Elektrotechnik an die Universität La Plata, der a. o. Professor an der Universität Freiburg i. B. Dr. Max Trautz zum etatmäßigen a. o. Professor für physikalische Chemie an der Universität Heidelberg, der ord. Professor für Geodäsie an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Heinrich Hohenner in gleicher Eigenschaft an die Technische Hochschule Darmstadt.

Verliehen: Dem Lektor für praktische Photographie an der Universität Berlin Dr. Wilhelm Scheffer und dem Chemiker Dr. Paul Hoering in Berlin der Titel Professor, dem bisherigen Direktor der Kaiserlichen Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg Professor Dr. Georg Gerland bei seinem Ausscheiden aus dem Dienste der Charakter als Kaiserlicher Geh. Regierungsrat.

In den Ruhestand: Der Dozent für Projektierung elektrischer Anlagen an der Technischen Hochschule Berlin Dr. E. Klingenberg, der ord. Professor für Experimentalphysik an der Universität Jena Geh. Hofrat Dr. Adolf Winkelmann (für Ende des Sommersemesters), der ord. Professor der Chemie an der Universität Lemberg Dr. Bronislaus Radziszewski.

Gestorben: Der a. o. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Breslau und design. ord. Professor an der Technischen Hochschule daselbst Dr. Richard Abegg, der Astronom am Observatorium Nizza Auguste Charlois, der Professor der Chemie an der Universität Liverpool Dr. J. C. Brown, der Professor der Mathematik an der Universität Kansas H. B. Newson, der Professor der Physik am Tufts-College (Mass.) Dr. Amos Emerson Dolbean, der a. o. Professor der Mathematik am Bryn Mawr College (Pa.) J. Edmund Wright, der Professor der Chemie an der Universität von California in Berkeley Dr. R. Rising, der frühere Direktor des Morrison Astronomical Observatory Rev. Carr Walter Pritchett, der Professor für Mathematik und Maschinenbau am Rutgers College Edward A. Bowser.

Digitized by Google

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1910.

Technische Hochschule Aachen.

Stark: Experimentalphysik II: Optik, Thermodynamik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Steubing und Meyer), a) Praktische Übungen aus allen Teilen der Physik, 4 oder 6, b) Photographische Übungen, 2, c) Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen (Dissertationen), tägl. — **Seitz**: Theoretische Physik, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Wärme, Schall, Licht, 2. — **Meyer**: Drahtlose Telegraphie, 1. — **Nordmeyer**: Tiefe Temperaturen, ihre Herstellung und Anwendung, 1. — **Polis**: Klimatologie, 2; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie II, 1; Meteorologische Technik, verbunden mit Übungen im Meteorologischen Observatorium. — **Grotrian**: Allgemeine Elektrotechnik, 5; Theoretische Elektrotechnik 2; Elektrotechnisches Praktikum, 8. — **Rasch**: Ausgewählte Kapitel der praktischen Elektrotechnik, 1; Einleitung in die Elektrotechnik, 2; Konstruktionslehre der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **Finzi**: Elektromotorische Antriebe in Berg- und Hüttenwerken, 2. —

Bredt: Organische Experimentalchemie I, 4; Übersicht über die organische Chemie, 2; Organisches Praktikum (mit Levy). — **Classen**: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisches Praktikum (mit Cloeren, Fischer, Scheen, Hallmann und Weise); Elektrochemisches Praktikum (mit Fischer). — **Rau**: Chemische Technologie II (Anorganische Industrien) und IV (Technologie der landwirtschaftlichen Gewerbe), 4; Entwerfen von chemischen Apparaten und Fabrikanlagen, Übungen, 4; Chemisch-technisches Praktikum (mit Lambris und Kron). — **Schenck**: Physikalische Chemie II: Theoretische Elektrochemie, Grundzüge der Photochemie, 2, Übungen, 3 bzw. 1 Vormittag bzw. 5 Tage; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1. — **v. Kapff**: Chemische Technologie der Gespinstfasern: Färberei, Bleicherei usw., 2, Übungen, 4. — **Fischer**: Maßanalyse, 1. —

Blumenthal: Höhere Mathematik III, 3; Elemente der Differential- und Integralrechnung, 5, Übungen, 1. — **Furtwängler**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2; Vektorenrechnung, 2 *g*. — **Kötter**: Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Zeichnen, 2. — **Reißner**: Mechanik I, 4, Übungen, 1, II, 3, Übungen, 1. — **Schumann**: Praktische Geometrie I, 3, II, 2; Geodätisches Praktikum I, 1 Tag; Planzeichnen und Geodätisches Praktikum II, 4; Geographische Ortsbestimmung, 2. — **Haußmann**: Markscheiden und Feldmessen, 3, Übungen, 1 Tag; Ausgleichungsrechnung, 1, Übungen, 2. — **Wandhoff**: Markscheiderische Zeichen- und Rechen-Übungen, 2. —

Universität Basel.

A. Hagenbach: Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerückte, tägl., für Anfänger (mit Veillon), 8; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **VonderMühll**: Einleitung in die mathematische Physik, 5 (1 *g*), Übungen, 2 *g*; Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 2 *g*. — **Veillon**: Geometrische Optik, 2. — **Flatt**: Pädagogisches Seminar, mathematisch-naturwissenschaftliche Abteilung II, 2. — **Zickendraht**: Elektrizität in Gasen, 2. —

Nietzki: Chemisches Vollpraktikum (mit Rupe und Fichter), tägl.; Chemisches Kränzchen (mit Rupe und Fichter), 1 *g*. — **Rupe**: Die Methoden der synthetischen organischen Chemie, 3. — **Fichter**: Anorganische Experimentalchemie, 6; Analytisches Halbpraktikum für Anfänger, 9. — **Kreis**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Übungen in der Untersuchung von Lebensmitteln, 4; Arbeiten im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. — **Müller**: Über chemisches Rechnen, 1. —

Fueter: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1 *g*; Elliptische Funktionen, 4, Seminar, 1 *g*. — **Riggenbach**: Astronomische Übungen, *g*. — **Spieß**: Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 4. —

Universität Berlin.

Rubens: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 5, Mathematische Ergänzung, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 1½ *g*; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Geübtere (mit Wehnelt), tägl. — **Planck**: Mechanik deformierbarer Körper, 4, Übungen, 1 *g*. — **Wehnelt**: Physikalisches Praktikum für Geübtere, tägl., für Anfänger, 7, für Pharmazeuten, 3, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*. — **Slaby**: Elektromechanik I, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Elektrotechnik, 2. — **Warburg**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik, 2. — **Blasius**: Praktische Übungen für Anfänger I: Mechanik, Akustik, Wärme und Optik (mit Wehnelt), 7; Praktischer Kursus für Mediziner, 3½, Übungen, 1 *g*. — **Neesen**: Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, 1½. — **E. Meyer**: Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2. — **Krigar-Menzel**: Theoretische Physik VI, 4. — **Weinstein**: Theorie der Elastizität und Hydrodynamik, 3; Naturkräfte und Naturbelebung, 1 *g*. — **F. Martens**: Experimentalphysik II: Elektrizitätslehre und Optik, 3. — **Börnstein**: Experimentalphysik II, 3; Physikalische Unterrichtsübungen, 4; Physikalische Arbeiten, tägl. — **Fock**: Atom- und Elektronentheorie, 1; Physikalische Kristallographie, 1 *g*. — **Gehrcke**: Elemente der höheren Mathematik, mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungen in naturwissenschaftlichen Fächern, 1½. — **Grüneisen**: Schwingungsvorgänge, 2. — **Kiebitz**: Luftelektrische Messungen, 1 *g*. — **Henning**: Elektronentheorie der Metalle, 2. — **v. Baeyer**: Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1. — **Regener**: Über die Radioaktivität, mit Experimenten, 1½. — **Hellmann**: Theoretische Meteorologie, 2; Meteorologisches Praktikum, 2; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*. — **Schmidt**: Physik des festen Erdkörpers, 2; Geophysikalisches Kolloquium, 1½ *g*; Das heutige naturwissenschaftliche Weltbild, 1 *g*. — **Leß**: Einführung in die Klimatologie, 1; Über die jeweiligen Witterungsvorgänge, 1 *g*. — **Scheffer**: Angewandte wissenschaftliche Photographie, mit praktischen Übungen, 1. —

E. Fischer: Praktische Übungen im chemischen Institut (mit Gabriel, Pschorr, Diels, F. Fischer, Stähler und Leuchs), tägl. — **Nernst**: Anorganische Chemie, 5; Thermodynamik chemischer Prozesse, 1 *g*; Physiko-chemisches Kolloquium, 1 *g*; Praktische Übungen und Arbeiten im physikalisch-chemischen Laboratorium: a) anorganisch-chemisches Praktikum (mit Marckwald), tägl., b) physiko-chemische Übungen, 7, c) physiko-chemische Arbeiten (mit v. Wartenberg), tägl. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der allgemeinen Chemie, 1 *g*. — **Wichelhaus**: Technologie für Chemiker, mit Experimenten und Exkursionen, 4, Übungen, tägl.; Anleitung zu chemisch-technischen Untersuchungen, tägl. — **Liebermann**: Organische Chemie II, 5; Praktische Übungen im Laboratorium, tägl. — **Thoms**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 4; Chemisch-analytische Übungen im Pharmazeutischen Institut, tägl. — **Biedermann**: Chemie und Technologie der Sprengstoffe, 1 *g*. — **Gabriel**: Organische Experimentalchemie, 5. — **Marckwald**: Stereochemie, 1. — **Rosenheim**: Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer und Koppel), tägl.; Übungen in der Experimentalchemie (mit Koppel), 8; Praktische Übungen in der Gas- und Maßanalyse, 4. — **Traube**: Quantitative chemische Analyse, 1. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, 4. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. — **Emmerling**: Gärungschemie, 1. — **R. J. Meyer**: Beziehungen zwischen physikalischen Eigenschaften und chemischer Zusammensetzung, 1 *g*. — **Pschorr**: Chemie der Alkaloide, 1. — **Spiegel**: Beziehungen zwischen chemischer Konstitution und physiologischer Wirkung bei Arzneimittel und Giften, 1. — **Neuberg**: Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Biochemie, tägl.; Anleitung zur Darstellung organisch-chemischer Präparate: Organisch-chemisches Praktikum, tägl.; Tierchemische Übungen, 6. — **Sachs**: Technisch wichtigste Synthesen der organischen Chemie, 1. — **O. Diels**: Arbeitsmethoden der organischen

Digitized by Google

Chemie, 1. — **F. Fischer**: Grundzüge der physikalischen Chemie, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie, spezieller Teil: Besprechung der einzelnen Elemente, 1. — **Byk**: Repetitorium der physikalischen Chemie, 1; Physikalische Chemie der photographischen Prozesse, 1. — **Grossmann**: Die Bedeutung der chemischen Technik für das deutsche Wirtschaftsleben, mit Demonstrationen und Exkursionen, 1; Die Versorgung Deutschlands mit industriellen Rohstoffen und die deutschen Kolonien, 1; Übungen in technischer Ökonomik, mit besonderer Berücksichtigung der chemischen Industrie, 1½ *g*. — **Löb**: Elektrochemie I, 1; Physikalische Biochemie I, 1 *g*; Physiologisch-chemisches Laboratorium, tägl. — **Köthner**: Periodisches System, 1. — **Mannich**: Qualitative chemische Analyse, unter Berücksichtigung der Methoden des Arzneibuchs, 1; Quantitative chemische Analyse, unter Berücksichtigung der Methoden des Arzneibuchs, 1. — **Hahn**: Chemische Tatsachen und Probleme im Lichte der Radioaktivität, 1. — **v. Wartenberg**: Extreme Temperaturen, 1. — **Stähler**: Angewandte anorganische Chemie, 1. — **Houben**: Chemische Entdeckungen und ihre Geschichte, 1 *g*. — **Weigert**: Wissenschaftliche Grundlagen der Photographie, 1 *g*. — **Lockemann**: Die Theorien der modernen Chemie, 1. — **W. Lenz**: Untersuchung von Nahrungs- und Genußmitteln, 1½. — **Leuchs**: Chemie der Kohlehydrate, 1. —

Schwarz: Über Raumkurven und krumme Flächen, 4; Elliptische Funktionen, 4; Ausgewählte Kapitel der Theorie der analytischen Funktionen, 2 *g*; Mathematische Kolloquien, 14tägig, 2 *g*; Mathematisches Seminar (mit Frobenius und Schottky), 2 *g*. — **Foerster**: Geschichte der neueren Astronomie, 2 *g*; Grundlehren astronomischer Meßkunst, 1 *g*; Polarlicht und Tierkreislicht, 1 *g*. — **Helmert**: Schwerkraft und Erdgestalt, 1; Höhenmessen, 1 *g*. — **Frobenius**: Theorie der Determinanten, 4. — **Schottky**: Elementare Funktionentheorie, 4; Automorphe Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Struve**: Theorie der Satelliten, 3; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte, *g*. — **Cohn**: Astronomische Konstanten, 2; Theorie der Beobachtungsfehler: Ausgleichungsrechnung, 2; Seminar für wissenschaftliches Rechnen; Übungen zur Ausgleichungsrechnung, 2 *g*. — **Lehmann-Filhés**: Absolute Störungen nach Hansen, 4; Analytische Mechanik, 4. — **Hettner**: Einführung in die Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 2. — **Knoblauch**: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 4; Integralrechnung, 4; Ausgewählte Kapitel der Differentialrechnung, 1 *g*. — **Scheiner**: Temperatur der Sonne, 1; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Marcuse**: Theorie und Handhabung geographisch-, nautisch- und aeronautisch-astronomischer Instrumente, mit Übungen und Demonstrationen, 1½; Astronomische Geographie und kosmische Physik, 1½. — **Schur**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der algebraischen Gleichungen II, 2. — **Kohlschütter**: Topographische Aufnahmen bei Forschungsreisen, 1, Übungen, 1 Nachm.; Grundzüge der Nautik, 1 *g*. — **Witt**: Allgemeine und Säkularstörungen, 2. —

Technische Hochschule Berlin.

Kurlbaum: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 8. — **F. Dolezalek**: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 8; Physikalische Chemie, 2. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Maßeinheiten und Meßmethoden, 2; Physikalische Maßbestimmungen und Meßinstrumente, Übungen, 4. — **Kalischer**: Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik I, 2; Elektromagnetismus und Induktion mit besonderer Berücksichtigung der Elektrotechnik, 4; Grundzüge der Elektrochemie, 2. — **Krigar-Menzel**: Allgemeine Mechanik II: Gleichgewicht und Bewegung von elastischen, festen und flüssigen Körpern, 4; Einführung in die kinetische Gastheorie, 2. — **Felgentraeger**: Maß- und Gewichtswesen II, 2. — **Glatzel**: Meßapparate und Meßmethoden der drahtlosen Telegraphie, nebst Demonstrationen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der neueren Physik mit Demonstrationen, 1. — **Gleichen**: Einführung in die medizinische Optik: Ophthalmologie, 2. — **Groß**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Wärmetheorie, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Gastheorie, 2; Grundzüge der Energetik, 2. — **Jahn**: Thermodynamik, insbesondere ihre Verwertung für Chemie und Hüttenkunde, mit Übungen, 2. — **Servus**: Geschichte und Entwicklung des photographischen Objektivs, 2; Berechnung von Fernrohr-Objektiven und Geschichte derselben, 2. — — **Zehnder**: Angewandte Physik: Allgemeine Übersicht über technische Betriebe, mit Projektionen und Exkursionen, 2. — **Kaßner**: Wettervorhersage, 1. — **Slaby**: Elektromechanik I, 4, Übungen (mit W. Wedding), 4 Tage. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **Klingenberg**: Projektierung elektrischer Anlagen, 4, Übungen, 2. — **W. Reichel**: Elektromaschinenbau I und II, 4, Übungen, 8; Übungen im Elektrotechnischen Versuchsfelde, 4; Elektrische Kraftanlagen und Bahnen, 2. — **W. Wedding**: Übungen in Elektromechanik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Beleuchtungstechnik, 2; Enzyklopädische Elektrotechnik mit Experimenten, 2. — **Benischke**: Wechselstromtechnik, 4. — **Breslauer**: Berechnung und Prüfung elektrischer Maschinen nach den in der Praxis herrschenden Gepflogenheiten, 2. — **Franke**: Das Bergwerks-, Feuer- und Unfallmeldewesen, 2. — **Gerstmeyer**: Untersuchung elektrischer Maschinen und Apparate, 2. — **Kallmann**: Betriebstechnik für Elektrizitätswerke und Straßenbahnen, 2; Elektrische Einrichtungen moderner Zentralen und Leitungsnetze, 1. — **Zehme**: Elektrische Stadtschnellbahnen und Vorortsbahnen, 2. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen und Festigkeits-Laboratorium, 3; Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe: Anwendungen der Kinematik, 2. — **Leist**: Mechanik I, 4, Übungen, 2; Technik der Kälteerzeugung, 4. —

Erdmann: Experimentalchemie II, 4; Abriß der Experimentalchemie, 2; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. — **Liebermann**: Organische Chemie II: Aromatische Reihe, zyklische Verbindungen, Farbstoffe, Alkaloide usw., 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **v. Knorre**: Analytische Chemie: Qualitative Analyse, 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Angewandte Elektrochemie: Elektrometallurgie, Galvanoplastik und Galvanostegie, quantitative Analyse durch Elektrolyse, 4. — **Miethe**: Spektralanalyse, 2; Photochemie und photomechanische Prozesse, 2; Konstruktionstypen photographisch-optischer Instrumente, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, für Studierende der Photochemie, tägl.; Photographische Übungen in den gebräuchlichen Prozessen, 16. — **v. Buchka**: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittel-Analyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Holde**: Untersuchung der Kohlenwasserstoffole und verwandter Produkte: Schmieröle, Treiböle, Leuchtöle, Paraffin, Zeresin, Asphalt usw., 2. — **Traube**: Thermochemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 3; Radioaktivität und Elektronentheorie, 1. — **Witt**: Chemische Technologie I, 4; Glas, Keramik, Apparatenkunde, 4; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Institut, tägl. — **Arndt**: Kolloquium über physikalische Chemie, 1; Einführung in die physikalische Chemie, 2; Technische Anwendungen der physikalischen Chemie, 1. — **Binz**: Veredlung der Textilfasern I: Die Rohfasern, Bleicherei, Mercerisation, 1. — **Börnstein**: Verbrennung und Heizung, 1. — **Byk**: Chemie der photographischen Prozesse, 1. — **Hauser**: Einführung in die mathematische Behandlung chemischer Probleme, 2; Kolloquium über anorganische und analytische Chemie, für Anfänger, 2. — **Herzfeld**: Chemie der Ernährung der Kulturpflanzen, 2. — **Hinrichsen**: Chemische Atomistik, Einführung in die theoretischen Grundanschauungen der modernen Naturwissenschaft, 1 *g*. — **Jurisch**: Übungen im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Luftrecht, 1. — **Kühling**: Stöchiometrie, Theorie und Praxis chemischer Berechnungen II, 1. — **Lehmann**: Die Entwickelung der Farbenphotographie, 1. — **Simonis**: Repetitorium der organischen Chemie, in Form von Kolloquien, 2; Qualitative und quantitative Analyse organischer Verbindungen, 1. — **Stavenhagen**: Einführung in die Experimentalchemie, 2.

Digitized by Google

— **Ullmann**: Ausgewählte Kapitel aus der Farbenindustrie, 1. — **Voswinckel**: Terpene und Kampfer, 1. — **Wolffenstein**: Analyse und Synthese der organischen Chemie, ausgewählte Kapitel, 2. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Mechanik, 4. — **Hettner**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Differentialgleichungen, 2. — **Jolles**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Scheffers**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Steinitz**: Niedere Analysis und Algebra, 2; Variationsrechnung, 2; Funktionentheorie II, 2. — **Fuchs**: Unendliche Reihen, 2. — **E. Meyer**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Salkowski**: Vektoranalysis mit Anwendungen auf Mechanik, Potentialtheorie und Elektrizitätslehre, 2. — **Wallenberg**: Repetitorium der höheren Mathematik: Differential- und Integralrechnung, sowie analytische Geometrie I, 2. — **Werner**: Niedere Geodäsie, 4 bzw. 2; Geodätisches Praktikum II, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Planzeichnen, 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Optik, 6; Repetitorium der Physik, 2; Wärmelehre (Schluß), 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgeschrittene, nach Verabredung. — **Gruner**: Aerodynamische Grundlagen der Luftschiffahrt, 1; Thermodynamik, 3, Übungen, 1; Elektronentheorie I, 2; Vektoranalysis, 1; Physikalisches Kolloquium. —

Kohlschütter: Anorganisch-chemisches Praktikum, tägl.; Spezielle Chemie der metallischen Elemente, 3; Physikalische Chemie, 2; Analytische Chemie, 2; Praktikum für Gasanalyse (mit Ephraim), 3. — **v. Kostanecki**: Organische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Tambor**: Einführung in die Chemie der organischen Farbstoffe, 2; Repetitorium der karbo- und heterozyklischen Verbindungen, 1. — **Lampe**: Neuere Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie, 1. — **Mai**: Anorganisch-chemische Arbeiten im Privatlaboratorium; Repetitorium der anorganischen Chemie für Mediziner und Lehramtskandidaten, 2. — **Ephraim**: Repetitorium der anorganischen Chemie für Chemiker, 2; Chemie der seltenen Erden, 1. — **Woker**: Geschichte, Theorie und Anwendungsbereich der Katalyse, 1; Die Fermente, 1; Die Theorien der Physik und Chemie in ihrer Anwendung auf die Biologie, 2. — **Schaffer**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel I, 2; Praktikum im Laboratorium für Lebensmitteluntersuchung. —

Graf: Kugelfunktionen II, mit Repetitorium, 3; Besselsche Funktionen I, mit Repetitorium, 3; Integralrechnung mit Repetitorium, 3; Differentialgleichungen, 2; Funktionentheorie, 2; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Mathematisches Seminar (mit Huber), 2. — **Ott**: Algebraische Analysis I, 2; Differentialrechnung, 2; Analytische Geometrie der Ebene I, 2. — **Huber**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 2; Theorie der algebraischen Flächen, 3; Theorie und Anwendung der elliptischen Integrale, 2; Kubatur und Komplanation der Flächen, 1; Mathematisches Seminar, geometrische und astronomische Richtung (mit Graf), 1. — **Bentell**: Elemente der darstellenden Geometrie, 4; Praktische Geometrie, mit Übungen auf dem Terrain, 3. — **Crelier**: Synthetische Geometrie: Die Kegelschnitte, 2; Geometrie der Bewegung, 2. — **Moser**: Lebensversicherung; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar, 1—2. — **Bohren**: Die soziale Versicherung und ihre Grundlagen, 2; Die Methode der kleinsten Quadrate, 1. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Laboratorium für Anfänger (mit Eversheim), 8, für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Pflüger**: Wärmetheorie, 4, Übungen, 1 *g*. — **Bucherer**: Vektoranalysis, 2. — **Eversheim**: Spektralanalyse, 2. — **Grebe**: Strahlungserscheinungen, 1 *g*; Elementare Einführung in die Elektronentheorie, 2. — **Bernoulli**: Theorie der Wärmestrahlung, 2. —

Anschütz: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 6; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Rimbach, Frerichs und Kippenberger), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. außer Sonnabend. — **Rimbach**: Ausgewählte Kapitel der speziellen anorganischen Chemie II: Seltenere Metalle, 1 *g*; Physikalische Chemie II: Thermochemie und Elektrochemie, 2; Die Hauptanwendungen der Thermodynamik in der Chemie, für Vorgeschrittene, 1 *g*; Analytische Chemie II: Maß-, Gas- und Elektroanalyse, 2; Übungen in physikalisch-chemischen Meßmethoden, 3 *g*; Gasanalytische Übungen (mit Gewecke), 2 *g*. — **Frerichs**: Pharmazeutische Chemie II (organisch), 3, III: Zyklische Verbindungen, 1 *g*; Arzneimittelprüfung, 1; Übungen im Sterilisieren von Arzneimitteln, 1. — **Kippenberger**: Grundzüge der Nahrungsmittelchemie, 2; Chemische Technologie, organischer Teil, ausschließlich der Farbstoffchemie, mit Exkursionen, 2; Besprechung technisch-chemischer Betriebskontrollen, 1 *g*; Einführung in die chemische Großtechnik II: Organisch-chemische Betriebe, mit Exkursionen, 1. — **Laar**: Wissenschaftliche Grundlagen der Photographie I: Aufnahmeverfahren, 1; Wissenschaftlich-photographische Übungen. — **Meerwein**: Höhere aromatische und heterozyklische Kohlenstoffverbindungen, 2; Über Teerfarbstoffe, mit praktischen Übungen, 2. — **Gewecke**: Polarimetrie und Refraktometrie und ihre Anwendungen in der Chemie, mit Übungen, 1; Übungen in einfachen chemischen Unterrichtsversuchen, 2 *g*. — **Mannheim**: Chemie der Drogen und Pflanzenstoffe, für Pharmazeuten, 2; Übungen in Wasser- und Harnanalyse, für Pharmazeuten, tägl. *g*. —

Hausdorff: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen; Behandlung einfacherer Aufgaben für mittlere Semester (mit Hessenberg und J. O. Müller). — **London**: Darstellende Geometrie mit Zeichenübungen, 4; Ausgewählte Kapitel der analytischen Geometrie, 2. — **Study**: Theorie der elliptischen Funktionen, 4. — **Hessenberg**: Grundlagen der Geometrie, 2. — **C. Müller**: Einführung in die Geodäsie, mit Übungen, 2 *g*. — **J. O. Müller**: Zahlentheorie, 3. — **Küstner**: Theorie und Praxis der astronomischen Instrumente, 3; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer); Astronomisches Kolloquium, 1 *g*. — **Mönnichmeyer**: Geographische Ortsbestimmungen, 2 *g*. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Diesselhorst: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Rau); Theorie des elektromagnetischen Feldes II, 1; Mechanische Wärmetheorie, 3; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Peukert**: Elektrotechnik, 4; Elektromotoren, 2; Grundzüge der Elektrochemie, 2; Blitzableiter und elektrische Sprengmethoden, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Koch), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (mit Koch). — **Brünig**: Elektrotechnische Konstruktionen, 2, Übungen, 2. — **Mosler**: Telegraphie und Telephonie, 2; Die elektrische Ausrüstung der Hebezeuge, 1; Drahtlose Telegraphie, 2; Einführung in die Automobiltechnik, 1. — **Limmer**: Photographische und farbenphotographische Übungen, 4; Einführung in die allgemeine Photographie, 2; Farbenphotographie, 1. —

R. Meyer: Chemische Technologie der Faserstoffe, 1; Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Biehringer und Posner); Chemisches Kolloquium (mit Baur), *g*. — **Biehringer**: Analytische Chemie, 2; Chemisch-technische Rechnungen, 1; Heizstoffe und Kesselspeisewasser, 2, Übun-

Digitized by Google

gen, 1. — **Baur**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie I, 4; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie (mit Sichling). — **Reinke**: Chemische Technologie II 2, 4; Chemisch-technische Analyse II für Zucker-, Stärke-, Gärungs- und Molkereitechnik, 2; Betriebsstörungen in der Zucker-, Stärke-, Gärungs- und Molkereitechnik, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe (mit Rincklеben), Seminaristische Übungen, monatlich 2 *g*. — **Beckurts**: Abwässerreinigung, 1; Wasser- und Harnuntersuchung, 1; Pharmazeutische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Troeger, Frerichs und Emde). — **Troeger**: Analytische Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie, 2; Gasanalyse, 1. —

Fricke: Analytische Geometrie und Algebra, 2; Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 2; Spezielle Kapitel der Funktionentheorie, 2; Vektorentheorie, 2. — **Timerding**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Praktische Analysis, 2; Theoretische Mechanik, 2. — **Wernicke**: Statik starrer und elastisch-fester Körper, 4, Übungen, 2. — **Schlink**: Technische Mechanik I: Statik, 6, Übungen und Repetitionen, 3, III: Hydraulik, 4, Übungen und Repetitionen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie des Brückenbaues, 1. — **Hohenner**: Geodäsie II, 3, Übungen, 1; Grundzüge der sphärischen Astronomie, direkte astronomische Bestimmung der geographischen Koordinaten und des Azimuts, 2, Übungen, 2; Vermessungsübungen I (mit Biersack), 5, II, 9; Planzeichnen (mit Biersack), 2. —

Universität Breslau.

Lummer: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Kolloquium (mit Pringsheim und Schaefer), 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Geübtere (mit Pringsheim und Schaefer), tägl., für Anfänger (mit Schaefer und Waetzmann), 3 oder 6, für Pharmazeuten (mit Schaefer und Waetzmann), 3. — **Pringsheim**: Theoretische Physik IV: Optik, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Schaefer**: Vektoranalysis, 2; Potentialtheorie, 2. — **von dem Borne**: Aerodynamik mit besonderer Berücksichtigung der Luftschiffahrt, 2; Aeronautische Übungen und Besprechungen, *g*. — **Waetzmann**: Einführung in die theoretische Physik II, 2. — **Ladenburg**: Elektrische Entladungen in Gasen mit Experimenten II, 1. — **Sackur**: Radioaktivität mit Experimenten, 1; Kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum, 3. — **Riesenfeld**: Photographisches Praktikum, 2; Die Photographie und ihre Technik, 1 *g*. —

Buchner: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 6; Chemisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Praktische Übungen und Arbeiten im chemischen Institut, analytische Abteilung (mit v. Braun), organische Abteilung, ganztägig; Chemische Kurse für Mediziner und Landwirte, 4. — **Gadamer**: Anorganische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Praktisch-chemische Übungen, mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Kleines chemisches Praktikum, 6. — **N.N.**: Physikalische Chemie des Wassers, 1; Physikalisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Herz**: Die physikalisch-chemischen Grundlagen der analytischen Chemie, 2; Chemische Atomistik: Atom- und Molekelgewichtsbestimmungen, Periodisches System der Elemente, 1; Anwendung der Maßanalyse, mit besonderer Berücksichtigung des Deutschen Arzneibuches, 1; Grundlagen der Maßanalyse, 1; Besprechungen zur qualitativen Analyse, 1 *g*. — **Loeffler**: Alkaloide, 2. — **Fischer**: Biochemie II, 1. — **Ehrlich**: Die Enzyme und ihre Bedeutung für das Pflanzen- und Tierleben, 1 *g*. —

Rosanes: Algebraische Gleichungen, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Sturm**: Differentialgeometrie, 4; Geometrische Örter höheren Grades, 2; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Kneser**: Analytische Mechanik, 4, Übungen, 2; Prinzipien der Elementarmathematik, 2; Übungen über Funktionentheorie, 2 *g*. — **Franz**: Geodäsie, 4; Geodätisches und astrophysikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Astrophysik, 2 *g*; Astronomisches Praktikum für Vorgerückte, tägl. — **Schnee**: Differential- und Integralrechnung, 4; Übungen zur Differentialrechnung, 2. —

Universität Czernowitz.

v. Geitler: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger II, a) für Physiker und Mathematiker, 6, b) für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Optik, 2 *g*. — **Radakovic**: Mechanik (Fortsetzung), 5; Seminar für mathematische Physik, 2; Proseminar für mathematische Physik, 2 —

Pomeranz: Allgemeine Chemie II, 5; Pharmazeutische Chemie, 3; Chemische Übungen für Vorgeschrittene, 20, für Anfänger, 15. —

Plemelj: Analytische Geometrie (Fortsetzung), 4; Nichteuklidische Geometrie, 2 *g*; Seminar für Mathematik, 2. — **Hahn**: Lineare Integralgleichungen: Theorie und Anwendungen, 5; Übungen zur Theorie der Differentialgleichungen, 2 *g*. —

Technische Hochschule Danzig.

Wien: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, 4; Kleines physikalisches Praktikum, 4; Großes physikalisches Praktikum, tägl. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 1; Licht- und Wärmestrahlung, 1 *g*; Photographie und Lichtpausverfahren, 1, Übungen, 3; Arbeiten im photographischen Laboratorium, für Fortgeschrittene, 3. — **Roeßler**: Elektrotechnik I, 4, II, 2; Elektrotechnisches Laboratorium I, 4, II und III, 9; Projektierung elektrischer Anlagen, Übungen, 4; Berechnung und Entwurf elektrischer Maschinen (mit Roth), 1, Übungen, 4. — **Roth**: Elektrotechnische Meßkunde, 2. — **Grix**: Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 4; Berechnung elektrischer Leitungsnetze, 2. —

Ruff: Anorganisch-chemische Technologie I oder II, 3, III: Technische Elektrochemie, 1, Praktikum, tägl.; Chemisches Kolloquium, 2 *g*; Praktikum im elektrochemischen Laboratorium, tägl. — **Wohl**: Organisch-chemische Technologie I, 4, II, 4; Untersuchung von Heizstoffen und Gasanalyse, Übungen, 3; Praktikum im organisch-chemischen Laboratorium, tägl.; Kurse für Gärungsgewerbe; Praktikum im Laboratorium für landwirtschaftliche Gewerbe, tägl. — **Krüger**: Physikalische Chemie I und II, 3; Physikalisch-chemisches Praktikum I und II, 4. — **Plato**: Qualitative chemische Analyse, 2. —

v. Mangoldt: Höhere Mathematik II, 2, Übungen, 1; Einführung in die höhere Mathematik, 5. — **Lorenz**: Einführung in die Mechanik, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik, 2 *g*. — **Schilling**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 3. — **Sommer**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 1; Synthetische Geometrie, 2 *g*. — **Pröll**: Anleitung zur Behandlung mechanischer Aufgaben, 1, Übungen, 2; Theorie der Propeller für Wasser- und Luftfahrzeuge, 1. — **Eggert**: Geodäsie I, 2, II, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Geodätisches Praktikum I und II, 2; Geographische Ortsbestimmung, 2. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeißig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Zeißig); Theoretische Elektrizitätslehre, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Zeißig), 1 *g*. — **Zeißig**: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, 4, Repetitorium, 1. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente II, 2; Populäre Astronomie, 2. — **Fritsch**: Photographische Übungen mit einleitenden Vorträgen, 2; Einführung in die Elektronentheorie, 1 *g*. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik II: Theorie und prak-

Digitized by Google

tische Verwendung von Gleich- und Wechselstrommaschinen, 4, Übungen (mit Petersen), 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wirtz und Sengel), tägl.; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende (Praktikum III); Übungen im Hochspannungslaboratorium (mit Petersen), 2. — **Wirtz**: Allgemeine Elektrotechnik I: Elemente der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Meßkunde I: Elektrotechnische Meßinstrumente und Meßmethoden, 2; Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 2; Radiotelegraphisches Praktikum, ½ Tag. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 3, Übungen, 3; Elektrische Licht- und Kraftanlagen, 2, Übungen, 2; Grundzüge der Elektrotechnik, 2. — **Petersen**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Gleichstrom- und Wechselstromtechnik, 1; Grundzüge der Hochspannungstechnik, 1. — **Goldschmidt**: Elektrischer Antrieb von Hebemaschinen und industrielle elektrische Betriebe, 2; Referate aus elektrotechnischen Fachblättern, Kolloquium, 1 *g*. —

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum (mit Kolb, D'Ans und Schaeffer), tägl. außer Sonnabend. — **Finger**: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Harnsäure, 2; Teerfarbstoffe, 4; Praktikum im Laboratorium für organische Chemie (mit Schwalbe), tägl. außer Sonnabend; Farbstoff- und Färberei-Praktikum (mit Schwalbe). — **Kolb**: Elemente der Agrikulturchemie, 3; Analytische Chemie I, 2; Methoden der organischen Analyse, 1; Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Schwalbe**: Chemische Technologie der Gespinstfasern: Bleicherei, Färberei, Zeugdruck, 1; Synthese und Konstitutionsermittelung organischer Stoffe, 1 *g*; Organisch-chemisches Praktikum; Färberei-Praktikum. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 2, Organischer Teil, Repetitorium, 1; Ausmittelung der Gifte, 1. — **Dieffenbach**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 2; Metallurgie, 2; Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann), 1 *g*; Chemisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend; Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend. — **Neumann**: Brennstoffe, Verbrennungsvorgänge, Heiz- und Kraftgase und deren Untersuchung, 1, Übung, 1; Hüttenmännische Probierkunst, mit Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie, 1. — **Moldenhauer**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Elektrochemie, 1 *g*; Elektrochemische Übungen, 3 *g*; Die Methoden der chemisch-technischen Analyse, 1 *g*. — **Vaubel**: Theoretische Chemie II, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, 1; Die maschinellen Hilfsmittel der chemischen Technik, 1½; Photochemie, 1. — **D'Ans**: Physikalische Chemie der Gase, 1; Chemie in Mineralogie und Geologie, 1. —

Graefe: Repetitorium der Elementar-Mathematik, 3, Übungen, 2; Höhere Mathematik, 3, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mathematik, 2. — **Horn**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 5, Übungen, 3; Partielle Differentialgleichungen der Physik und Technik, 3. — **Dingeldey**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 5, Übungen, 4, II, 2, Übungen, 1. — **Wiener**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Binäre Formen in geometrischer Behandlung, 2—3; Arbeiten im mathematischen Institut (mit Gay), 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Geometrie der Bewegung, 3. — **N. N.**: Geodäsie, 4; Geodätische Übungen I, 8; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen A, 4; Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Gast**: Geodätische Übungen II, 8; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen B, 2; Planzeichnen, 4. — **Gasser**: Katastertechnische Berechnungen, 1 *g*; Aeronautik, 2. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen (mit Graefe), 2; Mechanik I, 6; Hydrodynamik, 1; Reine Kinematik, 2. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik II: Elektrizität II Optik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Toepler), I, 6 oder 3, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, für Fortgeschrittene, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten (mit Toepler), 20. — **Toepler**: Einleitung in die Theorie der elastischen Schwingungen und der Akustik, 2. — **Dember**: Beziehungen zwischen Elektrizität, Magnetismus und Licht (vom Standpunkte der Elektronentheorie), 1. — **Luther**: Photochemie, 1; Anwendungen der Photographie in Wissenschaft und Technik, 1; Photographisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, 4 und 8. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik I, 3; Theorie des Wechselstromes I, 4; Starkstromanlagen I, 2, Übungen (mit Brion), 2; Elektrotechnisches Praktikum für Anfänger, 4; Elektrotechnische Übungen für Geübtere, 8; Größere elektrotechnische Spezialarbeiten, Übungen, 20. — **Kübler**: Elektromaschinenbau I: Elektrotechnische Konstruktionselemente, normale Transformatoren, Dynamos und Motoren, 2, III: Übertragung elektrischer Arbeit auf Fahrzeuge und ortsfeste Anlagen einschließlich der Vorrichtungen für Verteilung und Regelung, 2; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 12 und 4. — **Ulbricht**: Eisenbahnsignalwesen und elektrische Eisenbahneinrichtungen, 3 *g*. — **Brion**: Ausgewählte Kapitel aus der Hochspannungstechnik, mit Demonstrationen, 2. —

Hempel: Experimentalchemie (anorganische), 6; Anorganisch-chemisches Praktikum: Qualitative Analyse, 12, Quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, tägl. außer Sonnabend. — **v. Meyer**: Organisch-technische Chemie: Chemische Technologie der Fette und Öle (Seife, Kerzen, Glyzerin), Sprengstoffe, Lederbereitung u. a., 3; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **F. Foerster**: Physikalische Chemie I, zugleich Einführung in die Elektrochemie, 3, II (Fortsetzung), 1 *g*; Elektrische Öfen, 2; Praktikum für Elektrochemie, 12; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, tägl. außer Sonnabend. — **Möhlau**: Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe, 5; Praktikum für Farbenchemie bzw. für Färbereitechnik, tägl. außer Sonnabend. — **Renk**: Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, 1; Gewerbehygiene, 2; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genußmitteln, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, tägl. außer Sonnabend; Hygienisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **v. Walther**: Organisch-chemische Arbeitsmethoden, 1; Wichtige Theorien der organischen Chemie, 1. — **Dietz**: Die chemische Technologie der Mörtel und Zemente, 1; Die chemische Technologie des Glases, 1. — **Lottermoser**: Experimentalchemie der Kolloide, 1. — **König**: Chemie der Azo- und Diazoverbindungen, 1. — **Thiele**: Erzeugung von Licht, 1. —

Helm: Höhere Mathematik I, 5, Übungen, 2; Elektrodynamik nach ihrer historischen Entwickelung, 2; Versicherungstechnisches Seminar, 1 *g*, Übungen, 2 *g*. — **Krause**: Höhere Mathematik III, 3, Seminaristische Übungen (mit Naetsch), 14tägig, 1; Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Ludwig**: Darstellende Geometrie II, 3, Übungen, 4; Analytische Geometrie der Kegelschnitte, 3. — **Naetsch**: Sphärische Trigonometrie, 2; Einleitung in die Theorie der ganzen Zahlen, 2. — **Heger**: Raumakustik, 1. — **Pattenhausen**: Methode der kleinsten Quadrate, 2, Seminaristische Übungen, 1; Höhere Geodäsie I, 2, Seminaristische Übungen, 1; Sphärische Astronomie I, 2, Seminaristische Übungen, 1; Vorübungen zum Planzeichnen für Vermessungsingenieure: Schriftzeichnen, 2; Planzeichnen II, Übungen, 2 und 4; Skizzieren geodätischer Instrumente, 2; Triangulierungsübungen, 4; Katastervermessungsübungen, 2; Geodätisches Praktikum I, 4, II, 4, für Architekten, 4, für Feldmesserkandidaten, 8; Größere Terrainaufnahmen, 2 Wochen. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik II: Wärme, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Phy-

Digitized by Google

sikalisches Halbpraktikum, 20; Physikalisches Vollpraktikum, 40. — **Reiger**: Elastizität, Hydrodynamik und Akustik, 2; Elektrotechnik, mit Übungen, 2; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*. —

Fischer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im Chemischen Laboratorium (mit Busch): a) Analytisch-chemische Übungen, 20, b) Vollpraktikum, 40; Praktikum für Mediziner (mit Gutbier), 4. — **Paal**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 3; Ausmittelung von Giften, 1; Ausgewählte Kapitel der physiologisch-chemischen Analyse, 1; Chemisches Praktikum, tägl.; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum I, 16, II, 20; Physiologisch-chemisches Praktikum: Harnanalyse usw., 3; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genußmittel, tägl. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse II: Metalloide, 2; Technische Chemie: Anorganische Großindustrie, mit Exkursionen, 2. — **Henrich**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2; Geschichte der Chemie, 1; Darstellung organischer Präparate auf elektrochemischem Wege, 2; Anleitung zur Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Untersuchungen, tägl. *g*. — **Gutbier**: Chemisches Seminar für Chemiker und Pharmazeuten, 2; Übungen in Experimentalvorträgen für Lehramtskandidaten, 1 *g*; Photographie, für Studierende aller Fakultäten, 1; Photographische Exkursionen, 1 Vormittag *g*. — **Jordis**: Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie (Fortsetzung), 1. —

Noether: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Differentialgeometrie, 4; Mathematische Übungen, *g*; Vorträge und Übungen über darstellende Geometrie, 4 *g*. — **Schmidt**: Integralrechnung, 4; Zahlentheorie, 4; Übungen, 3 *g*. —

Physikalischer Verein Frankfurt a. M.

Wachsmuth: Experimentalphysik: Wärmelehre, 1; Grundlagen der Elektrostatik, 1; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, $1\frac{1}{2}$; Kleines physikalisches Praktikum für Anfänger, 8; Großes physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **Linke**: Das Klima der deutschen Kolonien, 1; Übungen in meteorologischen und geophysikalischen Messungen, 2. — **Déguisne**: Einführung in die Elektrotechnik II: Wechselstrom, 2; Einführungskurs zum kleinen elektrotechnischen Praktikum (mit Hoener), 8; Kleines elektrotechnisches Praktikum für Anfänger, 8; Großes elektrotechnisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **Seddig**: Strahlung und die Methoden ihrer Messung, 1; Praktikum der wissenschaftlichen Photographie, 4. —

Freund: Anorganische Experimentalchemie mit spezieller Berücksichtigung der Technologie II: Metalle, 2; Chemisches Kolloquium über neuere chemische Literatur, 14tägig, $1\frac{1}{2}$; Kleines chemisches Praktikum, 8; Großes chemisches Praktikum, tägl.; Färbereichemisches Praktikum (mit Mayer), 2. — **Lorenz**: Einführung in die physikalische Chemie, 2; Phasenlehre und Metallographie, 1; Kleines Praktikum der physikalischen Chemie und Elektrochemie, 8; Großes Praktikum der physikalischen Chemie und Elektrochemie, tägl. — **Mayer**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Chemie, 1. — **Becker**: Angewandte Chemie und Bakteriologie in Industrie, Handel und Gewerbe, Chemisch-technische Warenkunde, Ausgewählte Kapitel der kolonialen Technik, 2; Besichtigungen technisch interessanter Anstalten, 1 Nachmittag; Kleines chemisches Praktikum, 5. —

Brendel: Differentialgleichungen, mit Übungen, 3; Übungen zur geographischen Ortsbestimmung (mit Brill), 4. —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Optik, Elektrooptik, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Königsberger und Reinganum), 1 bzw. 2 Nachmittage; Übungen im Experimentieren und in der Vorführung von Demonstrationsversuchen (mit Gaede), 3 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Königsberger**: Theoretische Physik: Anwendung partieller Differentialgleichungen in der Physik, 3, Übungen, 1; Elektrische und magnetische Erscheinungen in der Geophysik, mit Experimenten, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Reinganum**: Grundlagen der mechanischen Wärmetheorie, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Gaede**: Entladung der Elektrizität in Gasen, 1. — **Meyer**: Radioaktivität, 1; Physikalische Chemie, 2; Theorie der elektromotorischen Kräfte, 1; Photographie mit praktischen Übungen und Demonstrationen (mit Trautz), 2; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 1 Vormittag; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten. — **N.N.**: Photochemie III: Chemische Lichtwirkungen, 3. —

Gattermann: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt, Fromm, Meigen und Riesenfeld), tägl. außer Sonnabend; Übungen im Experimentieren und Vorträgen, 2 *g*; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Willgerodt**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organische Technologie mit Exkursionen, 2. — **Edinger**: Einführung in die organischen Arbeitsmethoden, 2. — **Fromm**: Übungen im Färben von Gespinstfasern, 3; Repetitorium der organischen Chemie für Mediziner, 2, Repetition, 1. — **Meigen**: Quantitative Analyse, systematischer Teil, 2; Gasanalytisches Praktikum, 2. — **Riesenfeld**: Qualitative Analyse, mit Berücksichtigung der Spektral- und Mikroanalyse, 3; Einführung in die chemische Thermodynamik, 1. —

Lüroth: Integralrechnung, $4\frac{1}{2}$, Übungen, 2 *g*. — **Stickelberger**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen; Funktionentheorie, 3. — **Loewy**: Theorie und Anwendung der Determinanten, 3; Einführung in die höhere Mathematik mit Anwendungen auf Fragen der Naturwissenschaften, 3; Theorie der sozialen Versicherungen, 2. — **Seith**: Praktische Geometrie, 2, Übungen im Felde, 2 *g*. —

Universität Gießen.

König: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, $4\frac{1}{2}$, Mathematische Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 6 (für Vorgeschrittene nach Verabredung), für Chemiker, Mediziner und Pharmazeuten, 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Fromme), 2. — **Fromme**: Theoretische Elektrizitätslehre, 5; Niedere Geodäsie, 3, Übungen, 1 Nachmittag; Meteorologie, 2. — **Schmidt**: Das Mikroskop und seine Bedeutung für optische Untersuchungen, 2; Einführung in die mathematische Behandlung physikalischer Fragen, 1; Arbeiten für Vorgeschrittene aus dem Gebiete der Elektronenlehre, ganz- und halbtägig. — **Noack**: Physikalisches Praktikum für Handfertigkeit, mit Experimentierübungen, 9. — **Uller**: Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen, 1. —

Naumann: Organische Experimentalchemie, $5\frac{1}{4}$; Physikalische Chemie (Molekül, Atomgewichtszahlen, Gasgesetz, Massenwirkungsgesetz), mit Anwendungen auf technische Chemie und Übungen in Berechnungen, $1\frac{3}{4}$; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium (mit Feist), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **Möser**: Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2. — **Feist**: Pharmazeutisch-chemische Präparate, anorganischer Teil, 2; Chemie der menschlichen Nahrungsmittel, mit Exkursionen, 1; Die wichtigsten Gesetze für Apotheker und Nahrungsmittelchemiker, 1. — **v. Liebig**: Chemie der Pflanzenstoffe V, 1; Grundanschauungen der Chemie in ihrer geschichtlichen Entwicklung, 1 *g*. — **Beschke**: Die Chemie der Verbindungen mit offener Kohlenstoffkette, 2. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl., für Landwirte, tägl. außer Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Brand), 5; Chemisches Kolloquium, $1\frac{1}{2}$ *g*; Anorganische Experimentalchemie, $5\frac{1}{4}$; Elektrochemie II: Spezielle Elektrochemie, 1. — **Brand**: Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie, 1; Neuere Ansichten auf dem Gebiete der organischen Chemie, 1. — **Thomae**: Kolloidchemie und Ultramikroskopie, 1; Justus Liebig und seine Gießener Zeit, 1 *g*. —

Pasch: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Beson-

Digitized by Google

dere Teile der Funktionentheorie, 2; Übungen im mathematischen Seminar, 1. — **Netto**: Elemente der Algebra, 4; Differentialgeometrie, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 1. — **Graßmann**: Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4; Darstellende Geometrie II, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 14tägig, 1. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik und Optik, 3; Praktische Übungen im physikalischen Institute (mit Voigt, Simon, Bestelmeyer, Rümelin, Madelung, Försterling und Busch), 8; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonnabend; im Seminar: Ausgewählte Teile der Mechanik, 1 *g*. — **Voigt**: Optik, 4, im Seminar: Übungen, 1 *g*; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonnabend. — **Wiechert**: Vermessungswesen, praktischer Teil: Feldmessung, mit Übungen im Gelände, 4; Meteorologie, Luftelektrizität und Bewegungen des Wassers, 4; Wetter und Wettervorhersage, 1 *g*; im Seminar: Vorträge der Mitglieder über Fragen der Geonomie: Geodäsie und Geophysik, 1; Geophysikalisches Praktikum, *g*. — **Prandtl**: Einführung in die Thermodynamik, 3; Mechanikpraktikum für Anfänger, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Mechanik und Wärmelehre, tägl. außer Sonnabend; im Seminar: Vorträge der Mitglieder über die Theorie der kleinen Schwingungen und der Stabilität von Bewegungen, mit besonderer Anwendung auf die Bewegung der Luftfahrzeuge (mit Runge), 2 *g*; Thermodynamisches Praktikum, 3. — **Simon**: Glüh- und lichtelektrische Erscheinungen, 2; Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen auf dem Gebiete der angewandten Elektrizität, tägl.; im Seminar: Vorträge der Mitglieder über ausgewählte Fragen der angewandten Elektrizität, 2 *g*; Elektrotechnisches Praktikum, 3. — **Born**: Elektronentheorie, 4. — **Bestelmeyer**: Praktikum der Elektronik und Radioaktivität (mit Madelung), 4. — **N. N.**: Übungen in der Selbstanfertigung und Handhabung von Demonstrationsapparaten, 3 oder 6. —

Wallach: Allgemeine Chemie II: Organische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen im Laboratorium (mit Polstorff, Kötz und Borsche): Voll- und Halbpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4 Nachmittage; Besprechung der wissenschaftlichen Arbeiten der Fortgeschritteneren, tägl. *g*. — **Tammann**: Elektrochemie, 3; Physikalisch-chemisches Praktikum für Anfänger (mit Levin), 4 Wochen; Physikalisch-chemische Arbeiten, ganz- und halbtägig; Kolloquium, 1 *g*. — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 4; Gerichtlich chemische Analyse, 2; Chemisches Kolloquium für Pharmazeuten, 1 *g*. — **Fischer**: Allgemeine chemische Technologie mit Exkursionen, 2 Tage; Erklärung der chemisch-technologischen Sammlung, *g*; Technische Gasanalyse und Untersuchung der Brennstoffe, *g* — **Zsigmondy**: Anorganische Kolloide, 1 *g*; Ausgewählte Kapitel aus der anorganischen Chemie, 1; Praktikum der anorganischen Chemie für Vorgeschrittene, ganz- und halbtägig; Praktikum der Kolloidchemie, 2. — **Kötz**: Einführung in die Chemie, 3; Prinzipien und Theorien analytischer und anorganischer Prozesse, 1; Chemische Tagesfragen, 1; Chemie des Stickstoffes II: Eiweißkörper, 1; Seminaristische Übungen in Chemie für Lehramtskandidaten, 1 *g*; Exkursionen zur Kenntnis der chemischen Technologie für Lehramtskandidaten, *g*. — **Coehn**: Photochemie und Spektralanalyse, mit Demonstrationen, 1; Photographisches Praktikum für Anfänger, 3; Photochemische Arbeiten, ganz- und halbtägig. — **Borsche**: Chemie der organischen Farbstoffe, 2; Färbereichemische Übungen, 3; Organisch-chemisches Repetitorium für Fortgeschrittenere, 1. — **Levin**: Physikalische Chemie der Metallegierungen, 1. —

Klein: Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie, 4; im Seminar: Vorträge aus dem Grenzgebiet von Mathematik und Philosophie, 2. — **Hilbert**: Elemente und Prinzipienfragen der Mathematik, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der partiellen Differentialgleichungen, 2; im Seminar: Vorträge der Mitglieder aus dem Gebiet der Zahlentheorie (mit Landau), 2 *g*. — **Runge**: Analytische Geometrie, 4, Übungen, 2. — **Landau**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Funktionentheorie: Elliptische Modulfunktionen und Picardscher Satz, 2; Über den Fermatschen Satz, 1 *g*. — **Hartmann**: Allgemeine Astrophysik, 2; Astrophysikalisches Praktikum, 2; Leitung astrophysikalischer Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Ambronn**: Populäre Astronomie, 1 *g*; Sphärische Astronomie, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 4—5; Leitung astronomischer Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Bernstein**: Quadratischer und relativquadratischer Zahlkörper, 2; Versicherungsrechnung, 2, Übungen, 2 *g*. — **Koebe**: Einleitung in die synthetische Geometrie, 2; Riemannsche Funktionentheorie, 4. — **Toeplitz**: Einführung in die Theorie der Integralgleichungen und unendlich vielen Variablen, 4. — **N. N.**: Differentialgleichungen, 4; Mathematische Übungen für mittlere Semester (mit Toeplitz und Born), 2. — **Müller**: Die Mathematik bei Archimedes, 1; Übungen zur Mechanik der Punkte und starren Systeme, 2. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimentalphysik II, 4; Physikalische Übungen I, 6 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Benndorf), tägl. außer Sonnabend. *g*. — **Waßmuth**: Mechanik nichtstarrer Körper: Elastizitätstheorie, Akustik, Hydrodynamik, 5; Übungen im Seminar für mathematische Physik, 3 *g*. — **Benndorf**: Aerodynamik mit besonderer Berücksichtigung der Flugtechnik, 3; Übungen im physikalischen Rechnen, 2; Physikalische Übungen II, 8 *g*. — **Streintz**. Elektrochemie (Fortsetzung), 2. —

Scholl: Organische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4, für Vorgeschrittene, tägl.; Stereochemie, 1 *g*. — **Schrötter**: Chemie der zyklischen Verbindungen I: Aromatische Verbindungen, 4. — **Kremann**: Physikalische Chemie IV: Chemische Kinetik, 2; Maßanalyse, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der physikalischen Chemie, tägl. — **v. Hemmelmayr**: Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie: Technologie des Wassers und der Brennstoffe, 2. —

Dantscher v. Kollesberg: Differential- und Integralrechnung (Fortsetzung), 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Daublebsky v. Sterneck**: Grundzüge der analytischen Geometrie (Fortsetzung), 2; Differentialgeometrie, 3; Elementarmathematik II, 2; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Streißler**: Darstellende Geometrie II, 3. — **Hillebrand**: Definitive Bahnbestimmung, 3; Theorie der speziellen Störungen, 2. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3, Übungen, 8. — **Streintz**: Wärmelehre, 3; Der Bleiakkumulator und das Akkumulatorproblem, 1 1/2. —

Emich: Organische Chemie I, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im chemischen Laboratorium. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse, 2, Laboratoriums-Unterricht und Übungen, 16; Chemische Technologie der organischen Stoffe: Technologie der Fette und Mineralöle, 4; Laboratoriumsunterricht und Übungen, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe. — **B. Reinitzer**: Quantitative chemische Analyse, 2; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der chemischen Maßanalyse, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe, 4; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der Darstellung anorganisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe. — **Fuhrmann**: Chemie

Digitized by Google

der Nahrungs- und Genußmittel, 3; Praktische Photographie, 4 Wochen. —

Hočevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stelzel**: Elemente der höheren Mathematik, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathematik II, 3, Übungen, 2. — **Schüßler**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 6, Seminarübungen, 2; Projektive Geometrie I, 2, Übungen, 1, II, 2. — **Wittenbauer**: Allgemeine Mechanik II: Statik, 4, Übungen, 3 und 2; Technische Mechanik II, 3. — **Klingatsch**: Niedere Geodäsie, 4; Geodätische Feldübungen, 4; Sphärische Astronomie, 2; Katastervermessung, 3, Übungen, 9. —

Universität Greifswald.

Mie: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Physikalische Experimentierübungen I: Handfertigkeitsübungen (mit Herweg), 2; Besprechungen neuerer physikalischer Arbeiten (mit Starke), 2 *g*. — **Holtz**: Galvanische Elektrizität, 1; Physik der Erde und der Gewässer, 1 *g*. — **Starke**: Theoretische Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 2. — **Schreber**: Physikalische Experimentierübungen II: Übungen im Zusammenbauen und Demonstrieren physikalischer Apparate, 2; Die absoluten Maße, 1; Die wissenschaftlichen Grundlagen von Luftschiffahrt und Flugtechnik, *g*. — **Herweg**: Elektrische Schwingungen, drahtlose Telegraphie und Telephonie, mit Experimenten, 1. —

Auwers: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum (für Pharmazeuten und Nahrungsmittelchemiker [mit Scholtz]), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Strecker), $3^1/_2$, Erläuterungen, $^1/_2$ *g*. — **Scholtz**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 3; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Sterilisationskursus für Pharmazeuten, 2; Pharmazeutisches Kolloquium, 1 *g*. — **Roth**: Mathematik für Chemiker mit Übungen, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, $7^1/_2$; Der Satz von der Erhaltung der Energie, seine Geschichte, Anwendungen auf die Chemie, 1 *g*. — **Posner**: Die Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 2; Chemische Technologie I: Anorganische Stoffe, 2, mit Exkursionen, *g*. — **Strecker**: Spezielle anorganische Chemie II: Metalle, 2; Titrieranalyse, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3. —

Thomé: Theorie der analytischen und besonders der elliptischen Funktionen I, 4; Algebraische Flächen und Raumkurven, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Engel**: Differential- und Integralrechnung I, 4; Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 4, Übungen, $1^1/_2$ *g*; Analytische Geometrie des Raumes, 2 *g*. — **Vahlen**: Differentialgeometrie II, 3, Übungen, 1 *g*; Einführung in die Geodäsie, 2 *g*. —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Licht, 4; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Halbpraktikum, 3, c) Arbeiten von Geübten, tägl.; Elektromagnetische Theorie des Lichtes, 2 *g*. — **Schmidt**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Übungen über elektrische Schwingungen, *g*; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. —

Vorländer: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (in der pharmazeutischen Abteilung [mit Schulze]), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Schulze), 4; Spezielle Kapitel der organischen Chemie, 1 *g*. — **Schulze**: Darstellung und Prüfung der Arzneimittel I, 2; Die chemische Untersuchung der Drogen und galenischen Präparate, 1 *g*. — **Baumert**: Praktische Übungen im Laboratorium für Nahrungsmittelchemie, tägl. außer Sonnabend; Die wichtigsten Lebensmittel und deren Verfälschungen, 1 *g*. — **Erdmann**: Chemische Technologie I: Wärme- und Kälteerzeugung, Kohle, Salz, chemische Großindustrie, 2; Praktische Übungen im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. außer Sonnabend; Praktikum zur Einführung in die organische Farbenchemie und Färbereitechnik, 4. — **Tubandt**: Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, für Anfänger, 6. —

Cantor: Zahlentheorie, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Theorie des Potentials und der Kugelfunktionen, 5; Elemente der analytischen Geometrie der Ebene, 2; Analytische Geometrie des Raumes, 3; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Gutzmer**: Differentialrechnung, mit Übungen, 5; Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Eberhard**: Algebraische Gleichungen, 4; Mathematisches Kolloquium, 1 *g*. — **Buchholz**: Sphärische Astronomie und geographische Ortsbestimmung, 2; Praktische Übungen in geographischer Ortsbestimmung mit Theodoliten und Sextanten, 2 *g*. —

Technische Hochschule Hannover.

Precht: Experimentalphysik: Magnetismus und Elektrizität, 4; Mechanische Wärmetheorie, 2; Arbeiten im Laboratorium der Physik (mit Valentiner), 4. — **Valentiner**: Photographie, mit Übungen, 2. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Theoretische Elektrotechnik, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Beckmann, Brückmann und Kempe), 8, II, III, 8. — **Heim**: Elektrische Anlagen II (mit Gosch), 3, Übungen, 2; Entwerfen von elektrischen Maschinen und Transformatoren (mit Gosch), 3, Übungen, 2; Elektrische Bahnen, 2; Elektrische Kraftübertragung, 2. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik für Anfänger I, 1; Elektrotechnische Meßkunde I 1, 2, II, 1; Die Wicklungen der elektrischen Maschinen, 1 *g*. — **Brückmann**: Gleichrichter zur Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom, 1 *g*. —

Seubert: Grundzüge der Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Lambrecht und Kircher), tägl. außer Sonnabend. — **Eschweiler**: Maßanalyse, 2. — **Behrend**: Physikalische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie (mit Decker und Grohmann), tägl. außer Sonnabend. — **Keiser**: Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **Jänecke**: Die Legierungen des Eisens, 1; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1. — **Ost**: Chemische Technologie II, 3; Mineralöle und Fette, auch Torfverwertung, 2; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Schliemann), tägl. außer Sonnabend. — **Bodenstein**: Grundzüge der technischen Elektrochemie, 2; Elektrochemische Übungen (mit Meinecke), 4; Arbeiten im elektrochemischen Institut (mit Meinecke), tägl. außer Sonnabend; Übungen in der Elektroanalyse (mit Meinecke), 7. —

Kiepert: Höhere Mathematik II, 5, Übungen, 1, Repetition, 1; Theorie und Anwendung der Differentialgleichungen, 3; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Theorie und Anwendungen der elliptischen Funktionen, 3. — **Carathéodory**: Höhere Mathematik I A, 6, Übungen, 2, II, 3, Übungen, 1. — **Wieghardt**: Grundzüge der höheren Mathematik, 3, Übung, 1; Ausgewählte Kapitel der Elastizitätslehre, 1; Über die für die technische Mechanik wichtigen Differentialgleichungen, 1. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie I (mit Richter und Pabst), 3, Übungen, 6. — **Oertel**: Grundzüge der praktischen Geometrie (mit Petzold), 2, Übungen, 3; Praktische Geometrie, Planzeichnen (mit Petzold), 4; Geodäsie I: Praktische Geometrie (mit Petzold), 2, Übungen, 6; Grundzüge der astronomischen Ortsbestimmung, 2. — **Petzold**: Sphärische Trigonometrie mit Anwendungen auf die Geodäsie und die Grundzüge der sphärischen Astronomie, 1. —

Universität Heidelberg.

Lenard: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker),

Digitized by Google

6; Übungen und wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener im physikalischen Laboratorium, 35; Physikalisches Kolloquium und Seminar, 1 *g*. — **Pockels**: Einleitung in die Mechanik, insbesondere der deformierbaren Körper: Hydrodynamik, Elastizität, Akustik, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1 *g*. — **Becker**: Radioaktivität mit Demonstrationen, 2; Überblick über die Theorien der Elektrizität, 1. — **Ebler**: Radioaktivität und radioaktive Substanzen, 1. — **Driesch**: Philosophie der organischen Natur, 2. — **Ramsauer**: Mathematische und historische Erläuterungen zur Experimentalphysik: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 2; Geschichte der Physik, 1. —

Curtius: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4; Chemisches Anfänger-Praktikum für Mediziner, 4. — **Brühl**: Anorganische Chemie, 6; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Jannasch**: Titrieranalyse, 2; Ausmittelung der Gifte, 1; Gasanalytisches Praktikum (mit Franzen), 3; Chemisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 4. — **Knoevenagel**: Chemische Technologie (organische Prozesse), mit Ausflügen, 2; Praktische Anwendung organischer Farbstoffe in der Färberei und Druckerei der Textilfasern. — **Trautz**: Physikalische Chemie II, 3; Elemente der Phasenlehre und ihrer Anwendungen, zur Einführung, 3; Theoretische Übungen in physikalischer Chemie, für Anfänger, 1 *g*, für Vorgeschrittene, 1 *g*; Praktische Einführung in die physikalische Chemie und Elektrochemie, 4—6 Wochen. — **Krafft**: Anorganische Chemie, 4; Praktisch-chemische Arbeiten und Übungen im Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Anfänger. — **Dittrich**: Quantitative Analyse durch Elektroanalyse, mit Übungen, 1; Chemisches Praktikum für Anfänger und Nichtchemiker sowie für Vorgeschrittenere, mit Übungen im Experimentieren, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum in analytischer und organischer Chemie, 4 Wochen in den Osterferien. — **Stollé**: Qualitative Analyse, 2; Pharmazeutische Chemie I, anorganischer Teil, 2; Analytische Methoden der organischen Chemie, 1. — **Mohr**: Pyridinderivate und Alkaloide, 1. — **Darapsky**: Heterozyklische Verbindungen, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **Franzen**: Gasanalyse und Gasvolumetrie, 1; Biochemie II: Gärungschemie I: Allgemeine Einleitung in die Bakteriologie, 2; Spezielle Gärungsprozesse, 2; Praktische Einführung in die Bakteriologie und Gärungschemie. — **Muckermann**: Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde (als Kolloquium), 2; Über neuere Arzneimittel, 1. — **Müller**: Komprimierte und verflüssigte Gase und ihre Anwendungen in der Chemie, 1. —

Königsberger: Differential- und Integralrechnung I, 4; Theorie der Linien und Flächen, 4; Übungen im mathematischen Unter- und Oberseminar, 2. — **Wolf**: Elemente der Meteorologie, 2 *g*; Ebbe und Flut, 1 *g*. — **Cantor**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Politische Arithmetik, 2. — **Koehler**: Darstellende Geometrie, mit Übungen, 4. — **Boehm**: Vektoranalysis mit Anwendungen auf Geometrie und Mechanik, 4; Partielle Differentialgleichungen, 2. — **Bopp**: Bestimmte Integrale, 2. — **Kopff**: Grundzüge der Bahnbestimmung II, 1, Übungen, 1 *g*. — **Hertz**: Mengenlehre, 2. —

Universität Innsbruck.

Czermak: Akustik, 2; Praktische Übungen für Anfänger, 5, für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **v. Lerch**: Experimentalphysik II, 5; Praktische Übungen für Mediziner, 2 *g*. — **Tumlirz**: Theoretische Mechanik, 5; Die physikalischen Beweise für die Achsendrehung der Erde, 1 *g*; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Hammerl**: Elektrische Energieverteilung: Licht und Kraft, Hochspannungsanlagen, elektrische Bahnen, 2 *g*. — **v. Ficker**: Einleitung in die Klimatologie II: Spezielle Klimatographie, 1; Die Wetterverhältnisse der Alpen, 1 *g*. —

Brunner: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen für Chemiker und Pharmazeuten, tägl. außer Sonnabend, für Lehramtskandidaten, halbtägig; Chemische Übungen für Mediziner, 6. — **Hopfgartner**: Pharmazeutische Chemie, 5. — **Zehenter**: Chemische Technologie der tierischen Rohstoffe, 2 *g*. —

Gmeiner: Differential- und Integralrechnung (Fortsetzung), 3; Nichteuklidische Geometrie, 2; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Zindler**: Algebra mit Übungen, 4; Variationsrechnung, 2; Mathematisches Seminar für Vorgebildete, 1 *g*. — **Menger**: Elemente der projektiven Geometrie (Fortsetzung), 2 *g*. — **Prey**: Geographische Ortsbestimmung, 4. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Baedeker) a) für Physiker, 6, b) für Chemiker und Pharmazeuten, 4, c) für Mediziner, 4; Physikalische Spezialuntersuchungen (mit Straubel und Baedeker), tägl. — **Auerbach**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Einführung in die theoretische Physik: Begriffe, Prinzipe, Methoden, 3. — **Straubel**: Abbildungstheorie, 1. — **Simons**: Drahtlose Telegraphie, 2; Einführung in die Technik, 1; Landwirtschaftliche Arbeitsmaschinen, 2; Kleines Praktikum im Institut für technische Physik; Praktikum für Fortgeschrittene, 3. — **Baedeker**: Spektralanalyse, 1. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie I: Organische Chemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Wolff): Voll- und Halbpraktikum, tägl., für Mediziner, 6 und 3; Praktikum in der organischen Abteilung und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rabe und Fecht), 40. — **Wolff**: Maßanalyse, 2; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Immendorff**: Grundzüge der anorganischen und organischen Chemie: Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum für Landwirte a) großes, tägl., b) kleines, 7; Agrikulturchemisches Seminar für Fortgeschrittene, 14tägig, 2. — **Vongerichten**: Chemische Technologie, anorganischer Teil, 2; Technisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig; Technisch-chemischer Kursus für Nationalökonomen, 4; Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie, *g*. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie II: Organische Chemie, 3; Pharmazeutisches Halbpraktikum: Untersuchung und Darstellung chemisch-pharmazeutischer Präparate, Ausmittelung der Gifte, 5 Nachmittage; Theoretische und praktische Übungen in der Sterilisierung der Arzneimittel und Verbandstoffe; Praktische und theoretische Übungen aus dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, tägl. — **Rabe**: Einführung in die Elektrochemie, 2. — **Marc**: Die chemische Gleichgewichtslehre und ihre Anwendung auf Probleme der Mineralogie, Petrographie und Geologie, 1; Physikalisch-chemische Übungen, 3. — **Fecht**: Spezielle anorganische Chemie, 2. —

Thomae: Differentialgleichungen, 5. — **Haußner**: Differential- und Integralrechnung I, mit Übungen, 5; Analytische Geometrie der Ebene, 4, Mathematisches Proseminar (mit Thaer), 2 *g*; Synthetische Geometrie, 2; Theorie und Anwendung der Determinanten, 2; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Frege**: Über die nach dem Newtonschen Gesetze wirkenden Kräfte, 4. — **Knopf**: Zeit- und Ortsbestimmung mit praktischen Übungen auf der Sternwarte, 4; Praktische Übungen in der Geländeaufnahme: Nivellieren usw., 2. — **Ambronn**: Benutzung des Polarisationsmikroskops bei histologischen Untersuchungen, 1; Übungen in der Handhabung des Mikroskops und seiner Nebenapparate, 2; Mikrophotographie und Projektion, 2; Ultramikroskopie, 1 *g*. — **Kutta**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 2; Graphische Statik, 4, Übungen, 1; Photogrammetrie, 1, Übungen, 1; Numerische und graphische Methoden zur Auswertung mathematischer Ansätze, 2, Übungen, 1. — **Thaer**: Invariantentheorie, 2. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik, 4, Seminar, 2 *g*, Ergänzende Demonstrationen, 2; Physikalisches Laboratorium

Digitized by Google

(mit Sieveking), 6. — **Sieveking**: Einführung in die mathematische Physik, 3; Repetitorium der Physik, 1; Optik für Chemiker, 2; Elektronentheorie, 1. — **Arnold**: Dynamobau I: Allgemeiner Teil und Gleichstrommaschinen, 2; Elektrische Kraftwerke und Kraftübertragungen, 2; Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 9, II, 8; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Meßkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 4. — **Teichmüller**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 2; Elektrische Leitungen und Verteilung elektrischer Energie, 2, Übungen, 2; Elektrische Beleuchtung, 2; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **N. N.**: Theorie des Wechselstroms und der Transformatoren, 2, Übungen, 2; Elektrische Bahnen und elektromotorische Betriebe, 2, Übungen, 2; Induktionsmaschinen, 2. — **Hausrath**: Instrumente und Apparatebau, 2. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum, mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, ferner Darstellung lichtempfindlicher Präparate, 4; Exkursionen, 1 Nachmittag. — **Schultheiß**: Geschichte und Wesen der Witterungsvoraussage, 1. —

Engler: Organische Experimentalchemie, 4; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1; Theoretische Chemie, 1; Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Bunte**: Chemische Technologie I, 2, II, 2; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), 4 und 3; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, 5 Tage; Technologische Exkursionen. — **Haber**: Physikalische Chemie II, 2; Chemie der Elektronen, 1; Demonstrationen technisch-elektrochemischer Prozesse (mit Askenasy), 3; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium für Vorgeschrittene, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage; Physikalisch-chemischer und elektrochemischer Einführungskurs. — **Askenasy**: Prozesse der elektrochemischen Großindustrie, 2. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Analytische Chemie I, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Analyse, 1; Spezielle Technologie der Gasbeleuchtung, 1, Übungen, 4. — **Herzog**: Physiologisch-chemische Analyse, 1, Übungen, 2; Bau- und Städtehygiene, 2. — **Just**: Physikalisch-chemische Meßmethoden, 1; Chemie der flüssigen Gase, 1. — **Kast**: Moderne Spreng- und Treibmittel, 2. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung der Nahrungsmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Skita**: Chemie der Farbstoffe und Technologie der Textilindustrie II, 2; Praktische Übungen in Färberei und Druckerei, 2. — **Staudinger**: Chemie der Benzolderivate, 2. — **Ubbelohde**: Industrie des Petroleums, der Fette und Harze, 1. — **Wöhler**: Chemie der Metalle, 2; Physikalisch-chemische Grundlagen der Analyse, 1. —

Disteli: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4; Übungen in Perspektive, 3. — **Heun**: Mechanik II, 4, Übungen, 2; Mechanisches Seminar, 4 *g*. — **Krazer**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stäckel**: Höhere Mathematik II, 2; Grundlehren der höheren Mathematik, 4. — **N. N.**: Übungen in den Grundlehren der höheren Mathematik, 2; Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 3, Übungen, 1; Theorie und Anwendung der trigonometrischen Reihen, 2. — **Vogt**: Projektionslehre und Übungen dazu, 2, Übungen, 4. — **Winkelmann**: Theorie und Anwendung des Kreisels in elementarer Behandlung, 2; Mechanische Quadratur und angenäherte Integration von Differentialgleichungen, 2, Übungen, 1. — **Haid**: Geodätisches Praktikum II, 6, III, 3; Größere Vermessungsübung am Schlusse des Sommersemesters, 2 Wochen. — **Bürgin**: Katastervermessung I, 2, Übungen, 2; Plan- und Terrainzeichnen, 2 und 4. —

Universität Kiel.

Weber: Thermodynamik, 4; Physikalische Technologie mit besonderer Berücksichtigung des Eisenbahnwesens, mit Exkursionen, 2; Theorie physikalischer Meßapparate, mit anschließenden Übungen, 1; Ausgewählte physikalische Messungen und Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium (mit Dieterici und Zahn), 2 *g*. — **Dieterici**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2 und 1 Tag, für Fortgeschrittene, tägl. — **Zahn**: Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, 2. —

Harries: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum: Anorganische Abteilung (mit Biltz), tägl. außer Sonnabend, organische Abteilung, tägl., für Mediziner (mit Feist), 4; Chemische Gesellschaft: Vorträge über neue Arbeiten auf allen Gebieten der Chemie (mit Rügheimer, Biltz, Feist, Preuner und Mumm), 2 *g*. — **Rügheimer**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 3; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der physikalischen Chemie, 1 *g*; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Biltz**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie I: Unorganische Betriebe, 2, Exkursionen, *g*. — **Berend**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1 *g*; Repetitorium der organischen Chemie für Mediziner, $^3/_4$. — **Stoehr**: Alkaloide, 1. — **Feist**: Stereochemie, 1; Die moderne Eisengroßindustrie, 1 *g*; Einführung in das praktische Studium der Chemie, 1 *g*. — **Preuner**: Elektroanalytische Übungen, 2; Anwendung der Thermodynamik auf chemische Vorgänge, 1. — **Mumm**: Konstitutionsfragen in der organischen Chemie, 1. —

Pochhammer: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Harzer**: Theorie der Bahnbestimmungen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Heffter**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Übungen im mathematischen Seminar: Differentialgeometrie, $1^1/_2$ *g*; Darstellende Geometrie, 5. — **Kobold**: Methode der kleinsten Quadrate, 2, Übungen, *g*; Geodätische Übungen, 2 *g*. — **Landsberg**: Variationsrechnung, 3; Theorie der algebraischen Kurven und Funktionen, 4; Algebraische Übungen, 1 *g*. — **Wilkens**: Ausgewählte Kapitel der Mechanik des Himmels, 1. —

Universität Königsberg.

Volkmann: Elektrodynamik, 4, Ergänzungen und Erläuterungen, mit besonderer Berücksichtigung der Grundbegriffe und Grundsätze der Mechanik, 1 *g*; Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte, 6; Leitung großer spezieller Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Handfertigkeitspraktikum, 2 *g*. — **Kaufmann**: Experimentalphysik I, 5, Ergänzungen, 1 *g*; Physikalische Übungen für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Einführung in die Elektrotechnik, mit praktischen Übungen, $2^1/_2$; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. —

Klinger: Organische Chemie, 4; Über wirtschaftliche Bedeutung chemischer Arbeit, 1 *g*; Besprechung neuerer Arbeiten (mit Blochmann und Benrath), 1 *g*; Übungen im Laboratorium (mit Blochmann und Benrath), tägl. außer Sonnabend. — **Stutzer**: Agrikulturchemie: Pflanzenernährungslehre, 2; Einführung in die Chemie, für Landwirte, 1 *g*; Praktische Übungen im Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Übungen im Sterilisieren und bakteriologische Untersuchungen, für Pharmazeuten und Landwirte. — **Blochmann**: Maßanalyse: Titriermethoden, 2; Chemische Technologie der anorganischen Industrie, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Chemie, mit besonderer Berücksichtigung der Brennstoffe und deren Ausnutzung, 1 *g*. — **Rupp**: Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde II, 3; Prüfung Galenischer Zubereitungen des Arzneibuches, 1; Übungen im pharmazeutisch-chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Untersuchung von Trinkwasser, 1 *g*. — **Benrath**: Thermochemie und Phasenlehre, 2; Geschichte der Chemie, 1 *g*. —

Meyer: Analytische Geometrie der Ebene, 3, Übungen, 1 *g*; Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Schoenflies**: Differentialrechnung, 5; Übungen im mathematischen

Digitized by Google

Seminar für Fortgeschrittene, 2 *g*. — **Battermann**: Geographisch-astronomische Ortsbestimmung, 2, Übungen, 2 *g*; Praktische Übungen in der Sternwarte für Geübtere, *g*. — **Kaluza**: Ausgleichungsrechnung, mit besonderer Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2; Darstellende Geometrie, mit Übungen, 3. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum (mit Scholl und Jaffé), 9, für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Thermodynamik, 4, Ergänzungen und Übungen, 1 *g*; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **v. Oettingen**: Das duale Harmoniesystem, 2 *g*. — **Marx**: Grundgleichungen der Physik, 1½. — **Scholl**: Polarisiertes Licht, experimentell behandelt, mit besonderer Berücksichtigung der Kristalloptik und Saccharimetrie, 1. — **Fredenhagen**: Die neueren Erklärungsversuche der spektralanalytischen und photochemischen Vorgänge, mit Experimenten, 1. — **Jaffé**: Anwendungen der Vektor-Rechnung: Maxwellsche und Lorentzsche Theorie, 1. —

Beckmann: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Chemisches Praktikum, tägl., für Mediziner, 6; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl.; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Heller, Deussen, Scheiber, Sieverts und Waentig), tägl.; Chemisch-technisches Praktikum (mit Heller), tägl. — **Hantzsch**: Anorganische Chemie, 5, Ergänzung, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Analytiker, tägl., für Mediziner, 6; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Stobbe, Rassow und Ley), tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl. — **Le Blanc**: Überblick über die theoretische und technische Elektrochemie mit Demonstrationen, 3; Wissenschaftliche Grundlagen der analytischen Chemie, zugleich Einführung in die physikalische Chemie, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Drucker und Freundlich), tägl.; Photochemisch-photographisches Praktikum (mit Schaum), ganztägig, tägl.; Chemisches Praktikum (mit Böttger), tägl.; Physikalisch-chemischer Einführungskurs (mit Schall und Drucker), 4 oder 8; Photographische Übungen (mit Schaum), 4; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Schaum, Böttger, Drucker und Freundlich), 1½ *g*. — **Stobbe**: Organische Experimentalchemie: Die aromatischen Verbindungen, 2. — **Wagner**: Übersicht über die organischen Verbindungen, 1; Technik der Experimentalchemie und Erläuterung von Schulversuchen, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Lehrer (Schulversuche, Analyse und Präparate), tägl.; Didaktische Besprechungen: Allgemeiner Teil, 1 *g*. — **Rassow**: Chemische Technologie, Brenn- und Leuchtstoffe, sowie ausgewählte anorganische Betriebe, mit Exkursionen, 2; Technische Gasanalyse mit praktischen Übungen, 2; Chemisch-technologisches Praktikum, tägl. — **Ley**: Bestimmung der Konstitution organischer Verbindungen auf physikochemischer Grundlage, 2; Bedeutung des Nebenvalenzbegriffs für die anorganische und organische Chemie, 1. — **Schaum**: Einführung in die wissenschaftliche Photographie mit Demonstrationen, 1½ *g*. — **Böttger**: Ausgewählte, im besonderen physikalische Methoden der quantitativen Analyse, 1. — **Schall**: Elektrolyse organischer Stoffe vom physikalisch-chemischen Standpunkte und dessen technische Anwendung, mit Demonstrationen, 1. — **Heller**: Allgemeine und angewandte Chemie: Anorganischer Teil, 2. — **Deussen**: Gerichtliche Chemie, 1. — **Drucker**: Chemische Konstitution und physikalische Eigenschaften, 1. — **Freundlich**: Katalyse, 1. — **Scheiber**: Qualitative Analyse, für Anfänger, mit Demonstrationen, 2. — **Sieverts**: Metalle und Legierungen, Einführung in die Metallographie, 1. — **Waentig**: Über Nahrungsmitteluntersuchung, 1. —

Neumann: Ausgewählte Kapitel der mathematischen Physik, 3. — **Bruns**: Geometrische Optik, 5; Praktische Analysis II, 2 *g*; Praktikum zur Instrumentenkunde; Astronomisches Praktikum (mit Peter), *g*. — **Hölder**: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 3; Elliptische Modulfunktionen, 3; Übungen für Vorgeschrittene, 2 *g*. — **Rohn**: Algebraische Kurven, insbesondere der 3. und 4. Ordnung, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie II, 2, Übungen (mit Liebmann), 2. — **Herglotz**: Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4, Übungen, 1 *g*; Ausgewählte Kapitel der Mechanik, 2. — **Peter**: Astronomische und technische Chronologie. 2. — **N. N.**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 1 *g*. — **Liebmann**: Bestimmte Integrale und trigonometrische Reihen, 3; Einführung in die höhere Analysis, 2. — **Dahms**: Elemente der analytischen Mechanik, 2; Theorie der Lösungen, 1. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Feußner und Schulze), 6; Leitung eigener Untersuchungen, tägl. — **Feußner**: Theoretische Physik: Analytische Mechanik, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Schulze**: Elektronentheorie, 2. — **Wegener**: Physik der Atmosphäre, 2. —

Zincke: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 6; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Fries), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Fries), halbtägig; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Fries), 4. — **Schmidt**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel und selbständige chemische Arbeiten (mit Keller), im Anschluß: Qualitative Analyse. — **Fittica**: Theoretische Chemie, 2; Neuere Geschichte der Chemie, 1 *g*. — **Reißert**: Chemie der organischen Farbstoffe, 2. — **Fritsch**: Pyridinderivate. — **Fries**: Technologie der wichtigeren anorganischen Verbindungen, mit Exkursionen, 2; Chemie der Terpene, 1; Chemische Technologie für Verwaltungsbeamte, 1; Chemisches Repetitorium für Mediziner: Organische Chemie, 1; Chemisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum, 3. — **Keller**: Untersuchung von Trinkwasser, Harn usw., 2; Maßanalyse, 1; Prüfung von Arzneimitteln, 1 *g*; Übungen im Sterilisieren, 2. —

Hensel: Analytische Geometrie, 4; Theorie und Auflösung der Gleichungen, 4; Mathematisches Proseminar, 1 *g*; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Neumann**: Funktionentheorie, 4, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **v. Dalwigk**: Differentialrechnung, 4; Angewandte Mathematik: Geodäsie I, 2; Physikalische Technologie, mit Demonstrationen für Verwaltungsbeamte (mit Take), 2. — **Hellinger**: Theorie der Kurven und Flächen, 4. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik II: Wärme und Elektrizität, 5; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Praktische Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Koch und Wagner), 12; Handfertigkeitskurs, 6. — **Sommerfeld**: Partielle Differentialgleichungen der Physik für Anfänger, 3, Übungen (mit Laue), 1 *g*; Kinetische Gastheorie und Verwandtes, 3; Seminar: Vorträge der Mitglieder über die statistischen Methoden in der Physik, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten im Institut für theoretische Physik, tägl. — **Graetz**: Physik (experimentell) II: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Einleitung in die theoretische Physik, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik, tägl. *g*. — **Donle**: Einführung in die neuere Elektrizitätslehre, 2. — **Laue**: Besprechung von Arbeiten aus dem Gebiete der Relativitätstheorie, 2 *g*. — **Koch**: Spektralanalyse, mit Demonstrationen, 1. — **Schmauß**: Physikalische Erdbebenforschung, 2; Atmosphärische Elektrizität, 2. — **Wagner**: Mathematische Ergänzungen zur Vorlesung über Experimentalphysik II, 1; Elektrizität und Materie, 1. —

Digitized by Google

v. Baeyer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Hofmann und Piloty in der unorganischen, mit Dimroth, Dieckmann und Wieland in der organischen Abteilung), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Hofmann), 4. — **Paul**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Nahrungsmittelchemie I, 2; Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde: Organische Präparate, 3; Chemisches Praktikum: Praktische Übungen, einschließlich physikalisch-chemischer, elektrochemischer und nahrungsmittelchemischer Arbeiten (Analytisch-chemische Übungen mit Prandtl), tägl. außer Sonnabend; Praktische Übungen im pharmazeutischen Institut, einschließlich der Übungen in den für den Apotheker wichtigen Sterilisationsverfahren (Pharmazeutisch-chemische Übungen mit Heiduschka), tägl. außer Sonnabend. — **Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie: Alkalimetalle, Erdalkalien und Schwermetalle I, 4; Praktikum für Gasanalyse, 4; Praktikum für physikalisch-chemische und spektralanalytische Methoden, 4. — **Piloty**: Über analytische Chemie II, 3; Elektrolytisches Praktikum, 4—5 wöchentlich, ganztägig. — **Dimroth**: Teerfarbstoffe und ihre Anwendung, 3. — **Dieckmann**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1 *g*. — **Wieland**: Heterozyklische Verbindungen, 1; Die Grundlinien der physiologischen Chemie, 1. — **Prandtl**: Anorganisch-chemische Technologie II: Metallurgie, mit Exkursionen, 3; Erläuterungen zum anorganisch-chemischen Praktikum, 2. — **Heiduschka**: Harnanalyse, 1; Neuere Arzneimittel, 1; Erläuterungen zum pharmazeutisch-chemischen Praktikum (chemische Wertbestimmung von Drogen und galenischen Arzneimitteln), 1. —

Lindemann: Integralrechnung, 5; Theorie der Substitutionen und der höheren algebraischen Gleichungen, 4; Mathematisches Seminar: Aufgaben aus der analytischen Mechanik, 1½ *g*. — **v. Seeliger**: Theorie der Rotation der Himmelskörper, 3; Praktische Übungen an den Instrumenten der k. Sternwarte (mit Großmann). — **Voß**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*; Variationsrechnung, 3; Mathematisches Seminar, 2. — **Pringsheim**: Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der analytischen Funktionen, 4. — **Brunn**: Elemente der höheren Mathematik, 4. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie II: Axonometrie, Perspektive, 4, Übungen, 2; Synthetische (neuere) Geometrie II: Die Grundgebilde zweiter und dritter Stufe, 4, Übungen, 1 *g*. — **Großmann**: Ausgewählte Kapitel aus der praktischen Astronomie, 2. — **Hartogs**: Theorie der Abelschen Funktionen II, mit Anwendungen auf die Theorie der algebraischen Kurven, 3. — **Perron**: Ausgewählte Kapitel aus der elementaren Geometrie, 5; Theorie der linearen Differentialgleichungen, 4. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik II: Elektrophysik II, Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik. — **K. Fischer**: Grundzüge der Physik: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 3; Einführung in die theoretische Physik, 3. — **Knoblauch**: Einführung in die mathematische Behandlung physikalischer und chemischer Fragen, 2; Thermische Meßmethoden, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Emden**: Die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre, 2; Der freie und der lenkbare Ballon, 2. — **Kurz**: Die Lehre von der Radioaktivität, 2. — **Urban**: Unterrichtskurse in praktischer Photographie, mit Übungen, 6 Nachmittage. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Lüftung, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, Übungen, 2; Schwachstromtechnik: Telegraphie, Telephonie und drahtlose Telegraphie, 2. — **Heinke**: Einführung in die Elektrotechnik, Übungen, 2, Praktikum, 2; Elektrotechnik für Maschineningenieure, 3; Elektrische Meßtechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum I: Meßtechnik und Photometrie, 4 und 2, für Vorgeschrittene, 20—32. — **Ossanna**: Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Umformern und Transformatoren, 4 und 2; Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen III: Transformatoren und Asynchronmotoren, 4; Entwerfen von Wechselstrom-Kommutatormotoren, 4; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4. — **Kadrnozka**: Bau und Betrieb elektrischer Anlagen I, 3, II, 2; Entwerfen elektrischer Anlagen, Übungen, 4. —

Muthmann: Allgemeine Experimentalchemie einschließlich der Grundzüge der organischen Chemie, 5; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10, 20 oder 30; Praktikum in der technischen Gasanalyse (mit Hofer), 3; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Lipp**: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie, 30. — **Rohde**: Chemie der heterozyklischen Verbindungen I, 2; Hydroaromatische Verbindungen mit Ausschluß der Terpene, 1. — **Hofer**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Maßanalyse I, 4; Die elektrochemischen Prozesse, 2. — **Schultz**: Chemische Technologie mit Brennmaterialienlehre und Feuerungskunde III, 2, IV, 2; Praktikum im chemisch-technischen Laboratorium, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Chemie, 30; Chemisches Praktikum, 3. — **Lintner**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Gärungschemisches Praktikum nebst Übungen, 30; Grundzüge der organischen Chemie, 4. —

v. Dyck: Höhere Mathematik II, 6, Übungen, 2; Algebra, 4; Mathematisches Seminar (Kolloquium) (mit Finsterwalder und Burkhardt), 2. — **Finsterwalder**: Höhere Mathematik IV, 2, Übungen, 2; Theorie der gerichteten Größen: Vektoranalysis, 2; Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Burkhardt**: Grundzüge der höheren Mathematik, 4, Übungen, 2; Theorie der Funktionen einer komplexen Variabeln, 3. — **Näbauer**: Trigonometrie, Übungen, 1; Anleitung zur rechnerischen Ausarbeitung geodätischer Aufnahmen, 2; Geographische Ortsbestimmungen, 1, Übungen, 1. — **Ewers**: Einführung in die Vektorentheorie, 3. — **Burmester**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4; Kinematik, 3. — **Schmidt**: Vermessungskunde II, 4; Praktikum II, 4 oder 8; Hauptvermessungsübungen, 2 Wochen: Katastertechnik, 3, Praktikum IV, 8 und 2; Kartierungsübungen, 4. — **Föppl**: Technische Mechanik I: Einführung in die Mechanik, 4, IV: Dynamik, 3, Übungen, 2, Praktikum, 2. —

Universität Münster.

Schmidt: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum (mit Matthies), 3 oder 6, für Fortgeschrittene (mit Konen), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Konen und Matthies), halbmonatlich, 2 *g*. — **Konen**: Theoretische Physik I: Wärmelehre, Elektrizität I, 4, Übungen, 1 *g*; Übungen in Demonstrationsversuchen und in der Anfertigung einfacher Apparate (mit Thiel), 3. — **Matthies**: Kinetische Gastheorie, 2. —

Salkowski: Organische Chemie, 5; Chemie der Metalle, 2 *g*; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Kaßner und Thiel), 6. — **Kaßner**: Über Gifte und ihren Nachweis in Untersuchungsobjekten, 1 *g*; Anorganische Chemie, mit besonderer Berücksichtigung der Medizin und Pharmazie, 4: Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des deutschen Arzneibuchs, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie, mit besonderer Berücksichtigung der Papier- und Zellulose-Fabrikation und der Zündrequisiten, 1; Pharmazeutisch-chemische, maßanalytische und toxikologische Übungen im Laboratorium, Darstellung chemischer Präparate, für Vorgerücktere Bearbeitung wissenschaftlicher oder technischer Aufgaben, halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Thiel**: Physikalische Chemie I, 3; Theoretisch-chemische Übungen, 1 *g*. — **Bömer**: Analyse der Nahrungs- und Genußmittel, 1 *g*; Repetitorium der Nahrungsmittelchemie, 1 *g*. —

Digitized by Google

Killing: Analytische Geometrie I, 4, Übungen, 1 *g*; Potentialtheorie, 4; Übungen des mathematischen Oberseminars, 2 *g*. — **v. Lilienthal**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1 *g*; Krümmungslehre der Kurven und Flächen, 4; Übungen des mathematischen Unterseminars, 2 *g*. — **Dehn**: Einleitung in die Theorie der Differentialgleichungen, 4; Geodäsie, 2, Übungen (Vermessung und Rechnung), 1 Tag; Topographische Aufnahmen im Gelände (mit Meinardus), *g*. — **Plaßmann**: Das Sonnensystem, 2 *g*; Die astronomischen Instrumente, 2; Zeitrechnung und Kalenderkunde für Historiker, 2; Übungen im Beobachten und Rechnen, *g*. —

Akademie Posen.

Spies: Elektrizität und Magnetismus II, 2; Wärme und Arbeit, 1; Praktische Übungen für Anfänger, 2, für Vorgeschrittene, 2. — **Könnemann**: Physik der Sonne und der Hauptglieder ihres Systems, 1. —

Wörner: Ausgewählte Abschnitte der Chemie der Kohlenstoffverbindungen, 2; Chemischer Kursus für Anfänger, 2; Chemische Übungen für Geübte, ganz- und halbtägig. —

Kummerow: Differentialrechnung, 2. —

Universität Prag.

Lampa: Experimentalphysik II, 5, Physikalisches Praktikum II, für Physiker und Mathematiker, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Lippich**: Potentialtheorie nebst Anwendungen, 5; Seminar, 2 *g*. — **Spitaler**: Atmosphärische Elektrizität, 3; Geophysikalische Probleme, 1; Meteorologisches Praktikum (Arbeiten im Institute für kosmische Physik und Exkursionen), 3 *g*. —

Goldschmiedt: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, halbtägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. *g*. — **Rothmund**: Physikalische Chemie II: Elektrochemie, Thermochemie und Photochemie, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Kirpal**: Pharmazeutische Chemie, 5; Chemische Großindustrie, 1. — **Meyer**: Chemische Tagesfragen, für Geübtere, 1. —

Pick: Differentialgleichungen, 5, Seminar, 2 *g*. — **Grünwald**: Differential- und Integralrechnung II, 4; Einleitung in die darstellende Geometrie, 2. — **Weinek**: Theorie des Äquatoreals und seiner Mikrometer, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 2; Theoretische Grundlagen für die Vermessung der Mondoberfläche, 1. — **Oppenheim**: Mathematische Geographie und geographische Ortsbestimmungen, 3. — **Scheller**: Astrophysik (Fortsetzung), 2. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik, 5, für Kulturingenieure, 3, Praktikum, 3, für Lehramtskandidaten, 6. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik, 2, Praktische Übungen, 3; Spezielle Elektrotechnik, 2; Elektromechanische Konstruktionen, 1. — **Pichl**: Meteorologie und Klimatologie, Praktikum, 1. —

Meyer: Allgemeine Experimentalchemie: Kohlenstoffverbindungen, 6; Analytische Chemie (quantitative), 2; Praktische Übungen in der qualitativen und quantitativen Analyse, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, 30; Chemische Tagesfragen, für Geübtere, 1. — **Storch**: Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Maßanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie III: Elektrochemie, 3, Übungen, 4, II: Thermochemie, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, 15; Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 3. — **Außerwinkler**: Praktische Photographie, 2, Übungen, 6. — **v. Gintl**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2, Übungen, 6; Praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 1, Übungen, 4; Untersuchung der Milch und Butter und Analyse der Fette, 1; Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Praktische Übungen in der Ausführung von Heizgasuntersuchungen, 1. — **Sigmund**: Fermente und Enzyme, mit besonderer Berücksichtigung der technisch wichtigen Gärungsvorgänge, 1. — **Ditz**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 7, Übungen, 28. — **Georgievics**: Chemische Technologie organischer Stoffe, $6^1/_2$, Übungen im Organisch-technologischen Laboratorium, $26^1/_2$. — **Harpf**: Technologie des Schwefeldioxydes, 2. —

Carda: Mathematik I, 4, Übungen, 2, Ergänzungen und Übungen, 1; Elemente der höheren Mathematik, 2, Übungen, 1; Mathematik für Kandidaten des Lehramtes an höheren Handelsschulen, 3. — **N. N.**: Mathematik II, 5, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2. — **Rosmanith**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 3. — **Janisch**: Darstellende Geometrie, 3, Konstruktive Übungen, 8, 5 und 6; Ausgewählte Kapitel aus der darstellenden und projektiven Geometrie, 3. — **Stark**: Enzyklopädie der Mechanik I, 2; Mechanik I, Repetitorium, 1; Graphische Statik, 2, Konstruktive Übungen, 2; Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, III, 3; Materialienlehre, 1. — **Adamczik**: Technisches Zeichnen A, 3; Elemente der niederen Geodäsie, 2; Niedere Geodäsie, $4^1/_2$, Übungen, 6, Geodätischer Kurs, 6; Grundzüge der sphärischen Astronomie, 3, Übungen, 2; Anwendungen der Geodäsie auf Kulturtechnik, 2, Übungen, 2. — **Haerpfer**: Stereophotogrammetrie, 1. — **Grünwald**: Kinematik, 2. —

Universität Rostock.

Heydweiller: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Wärme, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 8 u. 4; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Weber), 1 *g*. — **Weber**: Elektrizität und Magnetismus, 3; Die partiellen Differentialgleichungen in der Physik, 2; Vektoranalysis, 1. —

Michaelis: Organische Chemie, 5; Übungen im chemischen Laboratorium: a) Großes Praktikum, tägl. außer Sonnabend, b) Kleines Praktikum, 6, c) Toxikologisches Praktikum (mit Stoermer), 4, d) Übungen für Mediziner, 4, e) Übungen für Nahrungsmittelchemiker (mit Kunckell), 4. — **Stoermer**: Organische Chemie II: Chemie der Benzolderivate, 4; Maßanalyse, 1. — **Honcamp**: Agrikulturchemisches Praktikum, tägl.; Agrikulturchemie II: Tierernährung, 2; Demonstrationen auf dem landwirtschaftlichen Versuchsfeld. — **Kümmell**: Elektrochemie, 2; Atomtheorie, 1; Kleines elektrochemisches Praktikum, 4; Elektrochemische Analysen und Präparate, 3; Physikochemisches Vollpraktikum, Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Kunckell**: Repetitorium der pharmazeutischen Chemie, 3; Einführung in die Nahrungsmittel- und Harnanalyse, 1; Examinatorium für Pharmazeuten, 2; Chemische Untersuchungen der Arzneimittel, 1. —

Staude: Algebra, 4; Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Seminar, 2. —

Universität Straßburg.

Braun: Experimentalphysik I: Mechanik, Molekularphysik, Optik, 5; Physikalische Übungen, 5 oder 10; Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, 5 Tage; Physikalisches Kolloquium (mit Cohn), 2 *g*. — **Cohn**: Elektrizitätslehre, 4; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten. — **Hergesell**: Meteorologisches Kolloquium, 2; Meteorologische Arbeiten, *g*. — **Mandelstam**: Telegraphie und Telephonie, 2. —

Thiele: Allgemeine Experimentalchemie, organischer Teil, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene (mit Wedekind und Straus), tägl. außer Sonnabend; Kolloquium über organische Chemie, 1 *g*. — **Rose**: Chemische Technologie der leichten Metalle, 3; Die Mineralfarben, 1 *g*. — **Schär**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ausgewählte Arzneistoffe aus der materia medica der Indier und Ostasiaten, 2; Die technisch verwendeten Milchsäfte

Digitized by Google

in pharmakognostisch-chemischer Beziehung, 1 *g*; Übungen und Untersuchungen im Laboratorium des pharmazeutischen Instituts, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Nahrungsmittelchemiker (mit Kreutz), tägl.; Pharmakognostisches Praktikum I (mit Rosenthaler), 3, II, 3. — **Wedekind**: Theoretische und physikalische Chemie, 3; Stereochemie und die Lehre von der Koordination bei Verbindungen höherer Ordnung, 1; Gasanalyse, mit Übungen, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, 3; Kolloquium über neuere Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen und physikalischen Chemie, 14tägig, 1 *g*. — **Kreutz**: Chemie der menschlichen Nahrungsmittel, 1. — **Rosenthaler**: Neue organisch-chemische Arzneimittel, 1. — **Straus**: Benzolderivate I, 3. —

Weber: Bestimmte Integrale und Einleitung in die Funktionentheorie, 4; Algebra, 2; Übungen des mathematischen Oberseminars (mit Wellstein, v. Mises und Epstein), 1½ *g*. — **Schur**: Projektive Geometrie, 4; Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 2; Übungen des mathematischen Seminars, für Vorgerückte, 1½ *g*. — **Bauschinger**: Geodäsie, mit praktischen Übungen, 5; Astronomische Beobachtungen an Instrumenten der Sternwarte, für Vorgeschrittene. — **Simon**: Algebraische Analysis in Verbindung mit Methodik der elementaren Arithmetik, 2. — **Wellstein**: Formen und Matrizen, 2; Vektoranalysis, mit Übungen, 3; Übungen des mathematischen Unterseminars, 1 *g*. — v. **Mises**: Statik in vorwiegend graphischer Behandlung, mit Übungen, 4; Aeromechanik, 2. — **Epstein**: Einführung in die höhere Mathematik, 2. — **Wirtz**: Ausgewählte Kapitel aus der Geschichte der antiken Astronomie, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik: Elektromagnetismus, Induktion, Akustik, Optik, Elektrooptik, 4, Mathematische Ergänzungsvorlesung, 1—2; Theoretische Physik (ausgewählte Kapitel), 2; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Maier): Physikalisches Praktikum I für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, II für Vorgerücktere, tägl.; Handfertigkeits-Praktikum in Physik, 2—3. — **Wallot**: Theoretische Optik, 3. — **Veesenmeyer**: Elektrotechnische Konstruktionselemente, 2, Übungen, 4; Elektrische Maschinen und Apparate II, 3; Elektrotechnische Maschinenkonstruktionen, 8; Elektrische Bahnen und Fahrzeuge, 3; Die Elektrizität in der Landwirtschaft, 1; Projektieren elektrischer Anlagen, Übungen, 4. — v. **Dietrich**: Elektrische Beleuchtung, 3; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Elektrotechnisches Laboratorium, Übungen II (mit Herrmann), III. — **Herrmann**: Elektrische Zentralanlagen und Leitungen, 2; Elektrotechnische Meßkunde I, 2; Elektrotechnisches Laboratorium: Übungen I (mit Kazenmaier und Wild), II. —

v. **Hell**: Unorganische Chemie, 4; Organische Chemie, 2; Theoretische Chemie, 2; Übungen im Laboratorium für reine und pharmazeutische Chemie (mit Kauffmann, Schmidt, Bauer und Unsöld), tägl. außer Sonnabend. — **Müller**: Physikalische Chemie, 2; Technische Chemie, 2; Übungen im Laboratorium für Elektrochemie und Technische Chemie (mit Zerbet), tägl. außer Sonnabend. — **Häußermann**: Chemische Technologie der Baumaterialien, 1. — **Küster**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 2; Toxikologie, 1. — **Kauffmann**: Repetitorium der unorganischen Chemie, 2; Kolloquium über organische Chemie, 2; Farbenchemie, unter besonderem Eingehen auf die Chemie mehrkerniger Benzolderivate, 2. — **Schmidt**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2. — **Philip**: Technische und Handelsanalysen organischer Produkte, 1. — **Rohland**: Anwendungen der physikalischen Chemie auf technische Analysen und Prozesse, 1 *g*; Technologie der Mörtel- und Tonmaterialien, 1 *g*; Chemie der unorganischen Kolloide, 1 *g*. — **Brunner**: Übungen in praktischer Photochemie, 2. — **Obermiller**: Der Steinkohlenteer und die Zwischenprodukte der organisch-chemischen Großindustrie, 1. —

Mehmke: Darstellende Geometrie (mit Stübler), 4, Übungen, 6; Mathematisches Seminar (mit Faber), 1; Analytische Mechanik (mit Stübler), 3, Übungen, 1. — **Haller**: Trigonometrische Übungen, 2. — **Stübler**: Mathematische Geographie, 2. — **Bretschneider**: Repetitorium in niederer Mathematik, 1. — **Faber**: Analytische Geometrie der Ebene (mit Stübler), 3, Übungen, 1; Differential- und Integralrechnung I (mit Stübler), 6, III, 3, Ergänzungen, 1. — **Wölffing**: Funktionentheorie, 3; Variationsrechnung, 1 *g*. — **Roth**: Perspektive, 2. — v. **Weyrauch**: Einleitung in die mathematische Theorie der Elastizität, 2; Aerostatik und Aerodynamik, 2. — **Kriemler**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 6. — **Hammer**: Praktische Geometrie II: Vermessungskunde, 5, Messungsübungen, 12; Geodätische Exkursionen; Geodätische Übungen (mit Heer), 5 und 3; Übungen zur höheren Geodäsie, 2. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik: Mechanik, Optik, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, halbtägig; Selbständige physikalische Übungen, ganztägig. — **Waitz**: Theoretische Physik I: Einleitung und Theorie der Wärme, 3, Übungen, 2; Populäre Astronomie, 2. — **Gans**: Theorie der Schwingungen, 1; Die Eigenschaften des Äthers, 1. — **Happel**: Behandlung einfacher Probleme aus dem Gebiet der theoretischen Physik, 1; Praktische Übungen in einfachen Vermessungen: Trigonometrische Messungen, Orts- und Zeitbestimmungen usw., 2. —

Wislicenus: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5, Ergänzungen, 1 *g*; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Bülow), ganz- oder halbtägig; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum (mit Weinland), ganz- oder halbtägig; Präparative Arbeiten, ganztägig; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Bülow und Weinland), ganztägig. — — **Thierfelder**: Physiologische Chemie der Eiweißstoffe, Fette und Kohlehydrate, 2; Praktisch-chemische Übungen für Anfänger I: Qualitative Analyse, 6, II: Quantitative Analyse, 6; Physiologisch-chemische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Bülow**: Analytische Chemie II, 3; Theorie und Praxis des Patentgesetzes, 1. — **Weinland**: Chemie der Arzneistoffe II: Organischer Teil, 2; Quantitative Untersuchung der Arzneimittel, organischer Teil, 1; Nachweis von Giften für gerichtliche Zwecke, 1; Chemie der Genußmittel, 1. — **Letsche**: Chemie des Blutes, 1. — **Kliegl**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1; Einführung in die Chemie der heterozyklischen Verbindungen, 1. —

v. **Brill**: Mechanik, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Maurer**: Funktionentheorie, 4, Übungen, 1; Partielle Differentialgleichungen, 3; Kolloquium über die Grundbegriffe der Mathematik, 1. — **N.N.**: Höhere Analysis I: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1; Darstellende Geometrie, 2, Übungen, 2. —

Universität Wien.

Lecher: Experimentalphysik für Lehramtskandidaten und Mediziner II, 5. — **Franz Exner**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, sowie für Chemiker und Naturhistoriker, 6; Physikalisch wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Hasenöhrl**: Wärmelehre II, 2; Optik I, 3; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*. Seminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Jäger**: Ausgewählte Kapitel der Akustik, 1. — v. **Schweidler**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten II, 6. — **Meyer**: Elemente der theoretischen Physik II: Magnetismus, Elektrizität und elektromagnetische Optik, 5. — **Haschek**: Physikalisches Praktikum für Vorgeschrittene, 8; Experimente zur Optik II, 3. — **Przibram**: Kohäsion fester Körper, 1. — **Ehrenhaft**: Beiträge zur Theorie des Mikroskops und zu seiner Verwendung, 1. — **Nabl**: Schraubengeometrie (Fortsetzung), 1. — **Hann**: Allgemeine Meteorologie II, 2; Anleitung zur Berechnung meteorologischer und klimatologischer Beobachtungen, 1. — **Trabert**: Thermodynamik der Atmosphäre (mathematisch), 1; Wettervorhersage, 2. — **Felix Exner**: Dynamische Meteorologie, 2. — **Conrad**: Neuere Forschungen auf dem Gebiete

Digitized by Google

der Niederschlagselektrizität, 1. — **Defant**: Mittel und Methoden zur Erforschung der höheren Luftschichten, 1. — **Frank**: Lineare Differentialgleichungen und deren Anwendung in der Mechanik: Schwingungstheorie, 2; Lektüre und Besprechung von Galileis „Unterredungen 3. und 4. Tag": Über Fall- und Wurfbewegung, 1. — **Hinterberger**: Photographisches Praktikum, 6wöchige Kurse; Praktischer Kurs über Mikrophotographie, 20. —

Skraup: Experimentalchemie II: Orgauische Chemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4; Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **Wegscheider**: Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **Herzig**: Pharmazeutische Chemie, 5, Übungen, tägl. außer Sonnabend. — **Pribram**: Kolloidchemie, 2. — **Franke**: Anleitung zur Ausführung chemisch-wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Chemische Übungen für Vorgeschrittene, tägl.; Übungen in der Ausführung chemischer Schulversuche, 4. — **Pollak**: Chemische Technologie: Organische Farbstoffe und ihre Anwendungen II, mit Exkursionen, 2; Repetitorium der analytischen Chemie für Pharmazeuten, 2; Übungen über ausgewählte Kapitel der pharmazeutischen Chemie, 4. — **Wenzel**: Chemische Technologie: Metallurgie, 2. — **Billiter**: Technische Elektrochemie II: Schmelzfeuerelektrolyse und elektrische Öfen, 2. — **M. Kohn**: Anleitung zur Ausführung chemisch-wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Chemisches Repetitorium, 2. — **Abel**: Chemische Thermodynamik, 2. —

Escherich: Bestimmte Integrale und Variationsrechnung, 5; Proseminar für Mathematik, 1 *g*; Seminar für Mathematik, 2 *g*; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3. — **Mertens**: Differential- und Integralrechnung (Fortsetzung), 5, Übungen, *g*; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*; Übungen im mathematischen Proseminar, 1 *g*. — **Wirtinger**: Differentialgleichungen (Fortsetzung), 5; Mathematische Statistik, 3; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Prosemiuar, 1 *g*. — **G. Kohn**: Analytische Geometrie (Fortsetzung), 4, Übungen, 1 *g*; Algebraische Kurven, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik, 6. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik II, 3. — **Hanni**: Die Taylorsche Reihe und ihre analytische Fortsetzung, 2. — **v. Schrutka**: Repetitorium der Differentialrechnung, mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungen, 3. — **Tietze**: Analysis situs (Fortsetzung), 1½; Allgemeine Gruppentheorie, 2. — **Hepperger**: Praktische Astronomie, 3; Astrophysik, 2. — **Schram**: Kalendariographie und Chronologie verschiedener Völker, 2. —

Technische Hochschule Wien.

Jäger: Physik, 5. — **Mache**: Physik, 5 bzw. 2 und 4. — **Sahulka**: Grundlagen der Elektrotechnik, 4, Übungen (mit Reithoffer), 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2. — **Reithoffer**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Allgemeine Wechselstromtechnik, 2. — **Pichelmayer**: Dynamobau, 3, Konstruktionsübungen I, 11, II, 10. — **Hochenegg**: Elektrische Stromverteilung, 3; Übungen im Entwerfen elektrischer Anlagen, 2. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. —

Suida: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie I, 5; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Bamberger**: Übungen im Laboratorium der allgemeinen Experimentalchemie, 20; Enzyklopädie der technischen Chemie, 3. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, 20. — **v. Jüptner**: Theoretische und physikalische Chemie II, 2; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Moser**: Die technische Analyse anorganischer Stoffe, 2; Repetitorium der anorganischen Experimentalchemie, 2. — **Praetorius**: Chemische Kinetik, 1; Theorie der Lösungen, Repetitorium, 1. — **Skrabal**: Das System der chemischen Elemente, 2. — **Böck**: Moderne Anschauungen auf dem Gebiete der theoretischen organischen Chemie, 1. — **Paweck**: Technische Elektrochemie, 2; Die elektrochemische Alkali- und Chlorindustrie, 1. — **Abel**: Beispiele und Rechnungsübungen zur chemischen Thermodynamik, 1; Theorie ausgewählter Verfahren der elektrochemischen Industrie, 1. — **Klimont**: Chemie der hydroaromatischen Verbindungen und Terpene, 2. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **Strache**: Gasfeuerungen. — **Erban**: Chemische Textilindustrie III und IV, 1. — **Ruß**: Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie, 1. —

Zsigmondy: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **Czuber**: Mathematik II, 5, Korrepetitionen. — **N. N.**: Grundlagen der höheren Mathematik, 4, Korrepetitionen, 1. — **v. Schrutka**: Übungen im Gebrauche des logarithmischen Rechenschiebers, 1. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 3. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 4, Konstruktives Zeichnen, 6, Seminar, 2; Zyklographie, 2, Konstruktionsübungen, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie II, 3, Konstruktionsübungen, 2. — **Adler**: Graphisches Rechnen, 2. — **Finger**: Mechanik I: Mechanik der starren und flüssigen Körper, 7½, Korrepetitionen und Übungen. — **Jung**: Mechanik I: Mechanik der starren und flüssigen Körper, 7½; Einführung in die Vektoranalysis, 1. — **N. N.**: Allgemeine Mechanik, 3. — **Girtler**: Analytische Mechanik der flüssigen Körper, 2; Dynamik der materiellen Punktsysteme im allgemeinen und des starren Körpers im besonderen, 2. — **Leon**: Analytische Mechanik des elastischen, festen Körpers: Theorie der Elastizität und Festigkeit, 1½. — **Pollack**: Praktische Übungen zu den Elementen der niederen Geodäsie, 5. — **Dolezal**: Praktische Geometrie, 7½, Übungen, 10; Situationszeichnen, 3, Geodätischer Kurs, 4; Photogrammetrie, Übungen, 2; Photo- und Stereophotogrammetrie, Übungen, 2. — **Dokulil**: Technische Terrainlehre, 1½. — **Tinter**: Sphärische Astronomie, 4; Übungen im Beobachten und Rechnen, 3½; Geodätische Rechenübungen, 2½. — **Prey**: Das trigonometrische und das geometrische Nivellement, 1. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Praktische Übungen, 4 bzw. 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Theorie der Strahlung, 2. — **Cantor**: Elektromagnetische Lichttheorie, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 2. — **Harms**: Neuere physikalische Meßmethoden und Apparate, 2. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halb- und ganztägig; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- und ganztägig. — **Tafel**: Organische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Manchot), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Reitzenstein und Pauly), 8; Praktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Physikalisch-chemischer Einführungskurs (mit v. Halban), 4; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Manchot), tägl. — **Manchot**: Maßanalyse, unter Berücksichtigung der durch das deutsche Arzneibuch vorgeschriebenen Methoden, 1. — **Reitzenstein**: Über organische Farbstoffe, 2; Färbereipraktikum, 2. — **Pauly**: Ausgewählte Kapitel aus der Biochemie, 1. — **Emmert**: Chemische Tagesliteratur, 1 *g*. — **v. Halban**: Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1. —

Rost: Integralrechnung, 4, Übungen, 2; Theorie der Raumkurven und krummen Oberflächen, 4; Astronomisches Praktikum für Fortgeschrittene, *g*; Planimetrische Konstruktionen, 2; Ebene und sphärische Trigonometrie, 2; Übungen aus der Differentialrechnung für Fortgeschrittene, 2 *g*; Übungen aus der Raumgeometrie mit besonderer Berücksichtigung astronomischer Probleme, 1 *g*. — **v. Weber**: Analytische und synthetische Geometrie der Kegelschnitte, 4, Übungen, 1½ *g*; Partielle Differentialgleichungen erster Ordnung, 4; Ausgewählte Kapitel der höheren Geometrie und Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 1½ *g*. — **Hilb**: Anwendung der Differentialrechnung auf die Theorie der

Digitized by Google

ebenen Kurven, 4; Integralrechnungen, 4; Elemente der Variationsrechnung, 2 *g.* —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, ½ Tag, für Vorgerücktere (mit Einstein), tägl. — **Einstein**: Mechanik (Fortsetzung), 3; Kinetische Theorie der Wärme, 2; Physikalisches Seminar, 1. — **Adler**: Aus der Geschichte physikalischer Entdeckungen, 1; Geometrische Optik, 1. — **Greinacher**: Elektrizitätsleitung in Gasen, mit Experimenten, 1. —

Werner: Organische Experimentalchemie, 5; Anorganische Chemie II, 2; Chemisch-analytisches Praktikum für Chemiker, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere: Präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten, tägl.; Chemisches Halbpraktikum für Studierende der Naturwissenschaften, halbtägig. — **Abeljanz**: Quantitative chemische Analyse mit Berücksichtigung der elektrolytischen Methoden, 2; Chemie und Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 1; Anleitung zu chemischen Arbeiten im Laboratorium, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Mediziner und Veterinäre, 3 Tage, für Naturwissenschaftler, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere (Nichtchemiker), tägl., für Kandidaten des Sekundarlehramtes, 6; Übungen im Untersuchen von Lebensmitteln, 4 oder 8. — **Pfeiffer**: Aromatische Chemie II, inklusive Farbstoffe, 3; Chemische Gleichgewichts- und Geschwindigkeitslehre, 2; Thermochemie und Elektrochemie, 2. — **Grün**: Bestimmung der Atomgruppen in organischen Verbindungen II, 1; Geschichte der Radikal- und Typentheorie, 1. —

Zermelo: Einführung in die Differential- und Integralrechnung II, 2; Mengenlehre, 2; Über die Gestalt rotierender Gleichgewichtsfiguren, 3; Übungen: Gemeinsame Lektüre Gaußscher Abhandlungen, 2. — **Weiler**: Darstellende Geometrie II, mit Übungen, 4; Analytische Geometrie II, mit Übungen, 3; Kartenprojektionen, 1. — **Gubler**: Politische Arithmetik: Anleihens- und Versicherungsmathematik, 2; Hauptsätze der Differential- und Integralrechnung, 2; Inhalt und Methode des geometrischen Unterrichts in der Mittelschule, 1. — **Du Pasquier**: Anwendungen der Infinitesimalrechnung auf die Theorie der Kurven und Flächen, 2, Übungen, 1; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 9; Ausgewählte Methoden der Zeit- und Ortsbestimmung, mit Übungen, 2. — **De Quervain**: Theorie und Praxis der wichtigsten geographischen Reiseinstrumente, mit Übungen, 14tägig, 2; Meteorologisches Kolloquium: Besprechung der neueren Literatur, 14tägig, 2 *g.* —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Meßmethoden der Elektrotechnik, 2; Einführung in die Wechselstromtheorie, 2; Elektrische Schwingungen, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24; Elektrotechnisches Laboratorium, 8 und 16. — **Weiß**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Wechselstrommotoren in graphischer Behandlung, 1. — **Cherbuliez**: Geschichte der Physik von Galilei bis Newton, 2; L. Eulers Arbeiten über hydraulische Maschinen und Windmühlen, 1; Geschichte der Untersuchungen über die Schallfortpflanzungs-Geschwindigkeit, 1. — **Wyßling**: Elektrische Zentralanlagen I, 2; Elektrische Bahnen, 2. — **Tobler**: Ausgewählte Kapitel aus der Schwachstromtechnik, 1. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen I, 3; Besondere Kapitel aus dem Dynamobau, 3. — **Barbieri**: Photographie II, 1; Photogrammetrie, 1; Photographisches Praktikum, 2. —

Treadwell: Analytische Chemie II, 2, Repetitorium, 1; Chemisch-technische Analyse mit Übungen, 4; Probierkunde II mit Übungen, 2; Analytisches Praktikum, 16; Analytisch-chemisches Praktikum, 24, für Vorgerücktere, tägl.; Chemisches Praktikum, 10; Gasanalysen, 4. — **Boßhard**: Anorganisch-chemische Technologie, 3, Repetitorium, 1; Chemische Technologie der Baumaterialien, 2, Repetitorium, 1; Nahrungsgewerbe, 2; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Bredig**: Physikalische Chemie I, 2, Repetitorium, 1; Chemische Kinetik und Kontaktchemie, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 8; Elektrochemisches Praktikum für Elektrochemiker, 4; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium für Vorgerücktere, tägl. — **Cérésole**: Künstliche organische Farbstoffe, 3, Repetitorium, 1; Beleuchtungsindustrie, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Hartwich**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ätherische Öle, 1; Toxikologie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Technische Mikroskopierübungen II: Genußmittel und Gewürze, 4; Warenkunde, 1; Chemische Untersuchung von Nahrungs- und Genußmitteln, tägl.; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl. — **Schulze**: Organische Chemie, 3, Repetitorium, 1; Agrikulturchemie II: Fütterungslehre, 2; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, 4 und 8; Agrikulturchemisches Praktikum für Vorgerücktere, 24. — **Willstätter**: Organische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organische Chemie II: Benzolderivate, 2, Repetitorium, 1; Analytisches Praktikum, 16; Analytisch-chemisches Praktikum, 24; Chemisches Praktikum, 10, für Vorgerücktere, tägl. — **Constam**: Thermochemie, 1; Brennmaterialien, 1. — **Winterstein**: Physiologische Chemie, 2; Anleitung zu den Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, 1. — **Berl**: Explosivstoffe, 1; Theorie chemisch-technischer Prozesse II, 2; Chemische Technologie und analytische Betriebsführung chemischer Spezialindustrien, 2 *g.* — **Schmidlin**: Spezielle anorganische Chemie: Seltene Erden und radioaktive Elemente, 1; Theoretische Chemie der Farbstoffe, 1. —

Franel: Höhere Mathematik II, 5, Repetitorium, 1, Übungen, 2. — **Geiser**: Infinitesimalgeometrie, 4; Determinantentheorie mit geometrischen Anwendungen, 2. — **Großmann**: Anwendungen der darstellenden Geometrie, 2, Übungen, 3; Höhere geometrische Transformationen, 2; Mathematische Übungen, 2. — **Hirsch**: Höhere Mathematik, 5, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Mathematische Übungen, 2. — **Hurwitz**: Funktionentheorie, 4; Mathematisches Seminar (mit Kollros), 2. — **Kollros**: Anwendungen der beschreibenden Geometrie, 2, Übungen, 3. — **Meißner**: Mechanik I, 6, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der analytischen Mechanik, 2. — **Rudio**: Anwendungen der höheren Mathematik, 4. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 3; Ausgewählte Methoden der Orts- und Zeitbestimmung, mit Übungen, 2. — **Beyel**: Darstellende Geometrie, 2; Zentralprojektion und Perspektive, 2. — **Du Pasquier**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2; Versicherungsmathematik (Fortsetzung): Lebens- und Invaliditätsversicherung, 1. — **Kraft**: Analytische Mechanik, 3; Vektoranalysis, 3; Geometrischer Kalkül: Vektor- und Punktrechnung, 3, IV, 1. — **De Quervain**: Theorie und Praxis der wichtigsten geographischen Reiseinstrumente, mit Übungen, 1; Meteorologisches Kolloquium, Besprechung der neueren Literatur, 1. —

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

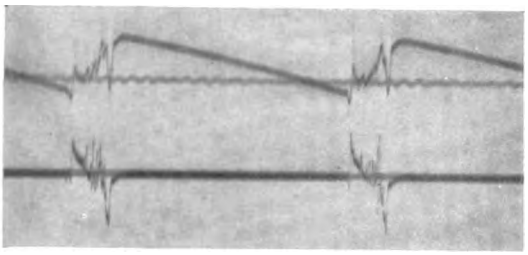


Fig. 2.

Oben: Strom im Wehneltunterbrecher i_w; unten: Strom im Kondensator i_c. Die Zeit läuft im Sinne des Pfeiles.

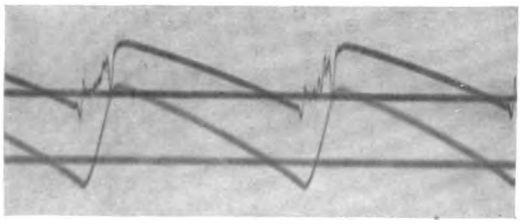


Fig. 3.

Oben: Strom im Wehneltunterbrecher i_w; unten: Hauptstrom i_s. Die Zeit läuft im Sinne des Pfeiles.

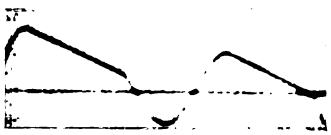


Fig. 4.

Hauptstrom beim Betrieb mit Rotaxunterbrecher. Die Zeit läuft im Sinne des Pfeiles.

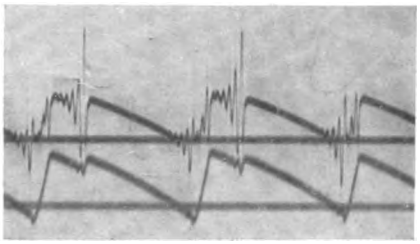


Fig. 5.

Oben: Strom im Wehneltunterbrecher i_w; unten: Hauptstrom i_s. Die Zeit läuft im Sinne des Pfeiles.

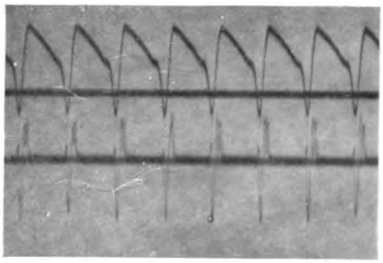


Fig. 6.

Oben: Hauptstrom i_s; unten: Strom im Kondensator i_c. Die Zeit läuft im Sinne des Pfeiles.

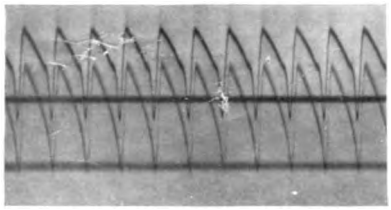


Fig. 7.

Oben: Hauptstrom i_c; unten: Strom im Wehneltunterbrecher i_w. Die Zeit läuft im Sinne des Pfeiles.

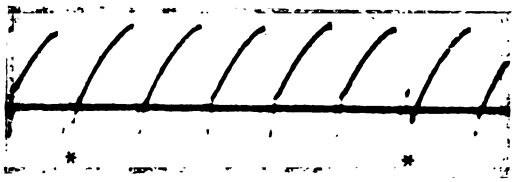


Fig. 8.

Hauptstrom i_s. Die Zeit läuft im Sinne des Pfeiles.

Digitized by Google

Digitized by Google

852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

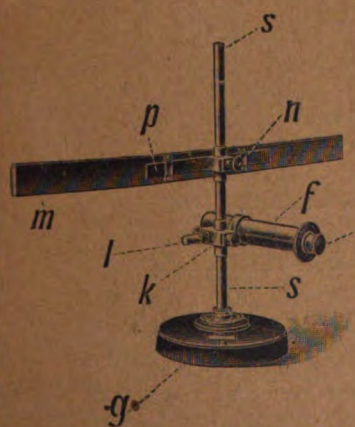
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 9. | 1. Mai 1910. No. 319. | 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezial-Katalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer M. 60.—
Ablesefernrohr mit Skala (siehe Fig.) **M. 40.—**
Gleitdraht (Stromkompensator) . . . . **M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm . . . . . M. 32.—

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Digitized by Google

REGISTER:

(R. = Referat.)

Seite

Aktivität: Westwanderung seismischer und vulkanischer —, v. W. Krebs 421
Apparate: Bericht über neue — auf der Ausstellung der Société française de Physique, v. T. Saphores. (R.) 421
Atmosphäre: Über den täglichen und jährlichen Gang der elektrischen Zerstreuung in der —, v. C. Negro . 405
Aubel, E. van, Über die Pulfrichsche Beziehung zwischen der Volumenkontraktion und dem Brechungsvermögen von Flüssigkeitsgemischen 417
Ausstellung: Bericht über neue Apparate auf der — der Société française de Physique, v. T. Saphores. (R.) 421
Brechungsvermögen: Über die Pulfrichsche Beziehung zwischen der Volumenkontraktion und dem — von Flüssigkeitsgemischen, v. E. van Aubel 417
Corbino, O. M., Thermische Oszillationen wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen . . . 413
Ebert, H. u. K. Kurz, Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens . 389
Elektrisches Fernsehen: Zum Problem des —, v. W. S. Gripenberg 420
Elektrische Zerstreuung: Über den täglichen und jährlichen Gang der — in der Atmosphäre, v. C. Negro 405
Elektrizität: Über die — von Regen und Schnee, v. G. C. Simpson 408
Fernsehen: Zum Problem des elektrischen —, v. W. S. Gripenberg 420
Fischer, C., Über gekoppelte Oszillatoren 420
Flüssigkeitsgemische: Über die Pulfrichsche Beziehung zwischen der Volumenkontraktion und dem Brechungsvermögen von —, v. E. van Aubel 417
Giltay, J. W., Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes 419
Gleichrichterwirkung: Thermische Oszillationen wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende — infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen, v. O. M. Corbino 413
Gripenberg, W. S., Zum Problem des elektrischen Fernsehens 420
Ionen: Positive und negative — in den Kanalstrahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs und Stickstoffs, v. W. Wien 377
Kanalstrahlen: Positive und negative Ionen in den — des Wasserstoffs, Sauerstoffs und Stickstoffs, v. W. Wien 377
— Über den Temperaturbegriff bei der Lichtemission von —, v. J. Koenigsberger 379

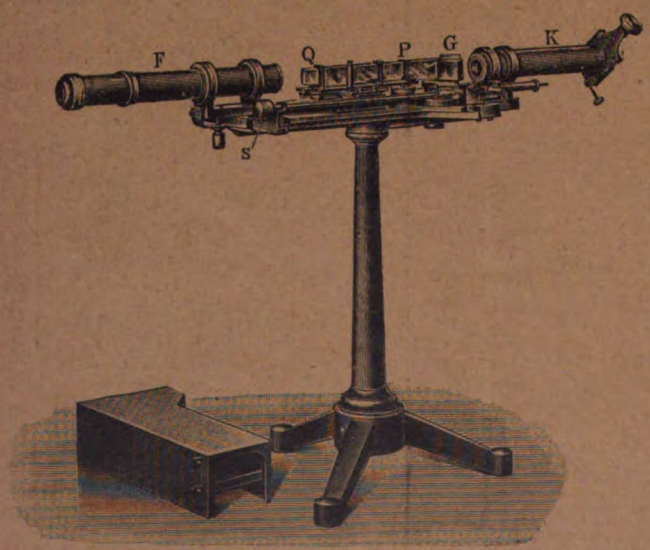
Seite

Koenigsberger, J., Über den Temperaturbegriff bei der Lichtemission von Kanalstrahlen 379
Krebs, W., Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität 420
Kurz, K. u. H. Ebert, Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens . 389
Lichtemission: Über den Temperaturbegriff bei der — von Kanalstrahlen, v. J. Koenigsberger 379
Luftelektrische Zerstreuung: Registrierung der — in unmittelbarer Nähe des Erdbodens, v. H. Ebert u. K. Kurz 389
Negro, C., Über den täglichen und jährlichen Gang der elektrischen Zerstreuung in der Atmosphäre . . . 405
Oszillationen: Thermische — wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen, v. O. M. Corbino . . 413
Oszillatoren: Über gekoppelte —, v. C. Fischer . . 420
Pulfrichsche Beziehung: Über die — zwischen der Volumenkontraktion und dem Brechungsvermögen von Flüssigkeitsgemischen, v. E. van Aubel 417
Regen: Über die Elektrizität von — und Schnee, v. G. C. Simpson 408
Registrierung: — der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens, v. H. Ebert u. K. Kurz 389
Saphores, T., Bericht über neue Apparate auf der Ausstellung der Société française de Physique. (R.). . 421
Sauerstoff: Positive und negative Ionen in den Kanalstrahlen des Wasserstoffs, — und Stickstoffs, v. W. Wien 377
Schnee: Über die Elektrizität von Regen und —, v. G. C. Simpson 408
Seismische Aktivität: Westwanderung — und vulkanischer Aktivität, v. W. Krebs 420
Selenzelle: — mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes, v. J. W. Giltay 419
Simpson, G. C., Über die Elektrizität von Regen und Schnee 408

(Fortsetzung auf Seite III.)

Die Ausführung der Einrichtungen der Institute für Physik und angewandte Physik der Universität Helsingsfors (Finnland), wurde der bekannten Firma **Elektrizitäts-Gesellschaft Gebr. Ruhstrat, Göttingen**, übertragen,

Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42, Prinzessinnenstrasse 16.



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

(Register.)

Seite

Société française de Physique: Bericht über neue Apparate auf der Ausstellung der —, v. T. Saphores. (R.) . . . 421

Stickstoff: Positive und negative Ionen in den Kanalstrahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs und —, v. W. Wien 377

Temperaturbegriff: Über den — bei der Lichtemission von Kanalstrahlen, v. J. Koenigsberger 379

Thermische Oszillationen: — wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen, v. O. M. Corbino 413

Volumenkontraktion: Über die Pulfrichsche Beziehung zwischen der — und dem Brechungsvermögen von Flüssigkeitsgemischen, v. E. van Aubel 417

Vulkanische Aktivität: Westwanderung seismischer und —, v. W. Krebs 420

Wasserstoff: Positive und negative Ionen in den Kanalstrahlen des —, Sauerstoffs und Stickstoffs, v. W. Wien 377

Wechselstromdurchflossene Lampen: Thermische Oszillationen — mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen, v. O. M. Corbino . . . 413

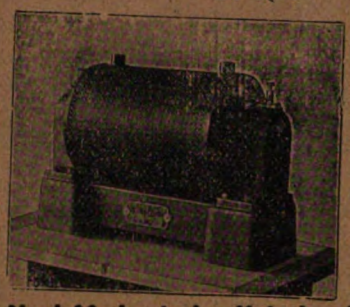
Wien, W., Positive und negative Ionen in den Kanalstrahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs und Stickstoffs . 377

Zerstreuung: Registrierung der luftelektrischen — in unmittelbarer Nähe des Erdbodens, v. H. Ebert u. K. Kurz 389

— Über den täglichen und jährlichen Gang der elektrischen — in der Atmosphäre, v. C. Negro 405

Induktoren und Funkentransformatoren

D. R.-P. System Klingelfuß



von bisher **unerreichter Leistungsfähigkeit und Dauerhaftigkeit, von 10—150 cm Funkenlänge.** • Wir bauen Induktoren für **langsame, mittlere und schnelle Eigenschwingungen** entsprechend der Formel $\tau = 2\pi\sqrt{CL}$. Besonders **leistungsfähige Induktoren von 10 cm Funkenlänge** an, zum Laden von **Kondensatoren.** • **Universal-Induktoren für physikalische Institute.**

Neu! Mechanischer Unterbrecher von hervorrag. Leistungsfähigkeit.

Fr. Klingelfuß & Co., Basel (Schweiz) — Licenzinhaber für Frankreich **J. Carpentier, Paris.**

Illustrierte Preisliste auf Wunsch zu Diensten.

W. Apel, Universitäts-Mechanikus, **F. Apels Nachf.**

Geschäftsgründung 1808. **Göttingen.** Geschäftsgründung 1808.

Chemische und physikalische Apparate.

Spezialität: **Rauchgasapparate, Kalorimeter** zur Bestimmung des **Brennwertes** der verschiedenen **Brennstoffe** und von **Gasen,** nach **Ferd. Fischer.**

Thermometer nach **Ferd. Fischer.** (Taschenbuch für Feuerungstechniker.)

Apparat zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten nach **Nernst.** (Zeitschr. f. physikal. Chemie. XIV, 4.)

Totalreflektometer nach **Kohlrausch.**

Demonstrationsapparate n. **Behrendsen** u. **Grimsehl.**

Kristallmodelle aus Holz und Glastafeln nach **Klein, Naumann** und **Rose.**

Milchprüfungsbestecke nach **Tollens.**

Verlag von FERDINAND ENKE in Stuttgart.

Soeben erschien:

Mie, Prof. Dr. G., Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Eine Experimentalphysik, des Weltäthers für Physiker, Chemiker, Elektrotechniker. Mit 361 Textabbildungen. gr. 8°. 1910. geh. M. 18,60; in Leinw. geb. M. 20.—

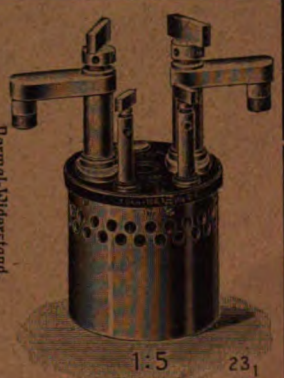
Hartmann & Braun A.-G., Frankfurt a. M.

Kgl. Preuß. Goldene Staatsmedaille.

Elektrische u. magnetische Meßinstrumente u. Hilfsapparate für wissenschaftliche u. industrielle Zwecke.

Normalien nach den Modellen der Physik.-Technischen Reichsanstalt.

Kostenanschläge und Kataloge stehen zu Diensten.



Normal-Widerstand.

1:5 23_1

Digitized by Google

Leipziger Glasinstrumentenfabrik

Robert Goetze, Leipzig, Härtelstr. 4.

Eigene Filiale in **Halle a. d. S.,** Bergstr. 6.

Glastechnische Werkstätten.

Elektrische Vakuumröhren *nach Geissler, Hittorf, Crookes, Puluj, Goldstein, Wien, Gehrcke und Reichenheim.*

Spektralröhren *mit allen Gasen und Edelgasen.*

Neu! **Anodenstrahlröhren m. Salzanoden und Striktionskathoden** *n. Gehrcke u. Reichenheim.*

Weitere Spezialitäten: *Physiko-chemische Apparate nach Beckmann und Ostwald-Luther. Normal-Thermometer. Massanalytische Normalgeräte. Übernahme von Laboratoriumseinrichtungen.*

□ □ **Listen kostenlos.** □ □

Günther & Tegetmeyer

Braunschweig.

Elektrometer für statische Ladungen nach Wulf.

D. R. P. 181284.

CLEMENS RIEFLER

Fabrik mathematischer Instrumente

NESSELWANG UND MÜNCHEN

Bayern

Präzisions-Reißzeuge

Präzisions-Sekundenpendel-Uhren

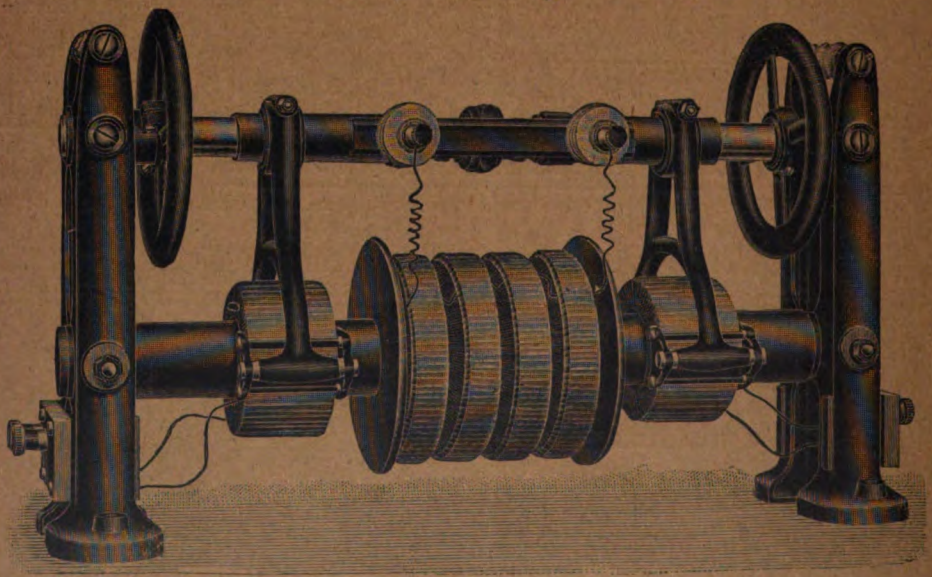
Nickelstahl-Kompensations-Pendel

Paris 1900, St. Louis 1904, Lüttich 1905: Grand Prix.

● Illustrierte Preislisten gratis! ●

Die echten Rieflerinstrumente sind mit dem Namen RIEFLER gestempelt.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D. R. P.

Digitized by Google

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Aub, Wirkung des galvanischen Stromes bei Erschöpfungszuständen des menschlichen Gehirns. Vortrag. gr. 8. 28 S. München, O. Gmelin. 1910. M. 1.—

Auerbach, F., Geschichtstafeln der Physik. gr. 8. 150 S. Leipzig, Joh. Amb. Barth. 1910. M. 4.—, gebunden M. 5.—

— Ektropismus oder die physikalische Theorie des Lebens. gr. 8. 99 S. Leipzig, W. Engelmann. 1910. Ca. M. 2.60

Bahrdt, W., Magnetische und magnetisch-elektrische Messungen im Unterricht. (Abhandlungen zur Didaktik u. Philosophie d. Naturwissenschaft. Band II. Heft 4.) [Sonderhefte d. Ztschr. f. phys. u. chem. Unt. Bd. II/4.] gr. 8. 55 S. m. 46 Figuren. Berlin, Jul. Springer. 1910. M. 2.40

Biedermann, R., Die Sprengstoffe, ihre Chemie und Technologie. (Aus Natur und Geisteswelt. 286. Bändchen.) 8. 130 S. mit 15 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 1.25

Bohlin, K., On the Galaetic system. With regard to its structure, origin, and relations in space. (Kgl. Svenska Vetenskapsakademiens Handlingar. Band 43. No. 10.) Lex. 8. 23 S. mit 4 Figuren im Text und 6 Tafeln. Stockholm, Almqvist & Wiksells Boktryckeri. 1909.

Boltzmann, L., Wissenschaftliche Abhandlungen. Im Auftrage und mit Unterstützung der Akademien der Wissenschaften zu Berlin etc., herausgegeben v. F. Hasenöhrl. III. Band (1882—1905.) gr. 8. VIII u. 706 S. mit 1 Bildnis Boltzmanns nach A. Steininger. Leipzig, J. A. Barth. 1909. M. 20.60, gebunden M. 22.40

Börnstein, R. u. W. Marckwald, Sichtbare und unsichtbare Strahlen. Gemeinverständlich dargestellt. 2. neubearbeitete und vermehrte Auflage. (Aus Natur und Geisteswelt. 64. Bändchen.) 8. VI u. 146 S. mit 85 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 1.25

Breisig, F., Theoretische Telegraphie. gr. 8. In etwa 6 Lieferungen. 1.—3. Lieferung. 192 S. mit 127 Figuren. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1910. à M. 2.50

Brick, H., Drähte und Kabel, ihre Anfertigung und Anwendung in der Elektrotechnik. (Aus Natur und Geisteswelt. 285. Bändchen.) 8. 108 S. mit 43 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 1.25

Christiansen, C., Experimentalundersøgelse over gnidningselektricitetens oprindelse. II. (Saertrik af oversigt over det Kgl. Danske Videnskabernes Selskabs forhandlinger. 1909. No. 5.) 8. 21 S. mit 2 Fig.

Christiansen, C. u. J. J. C. Müller, Elemente der theoretischen Physik. Mit einem Vorwort v. E. Wiedemann. 3. verbesserte Auflage. gr. 8. X u. 690 S. mit 164 Figuren im Text. Leipzig, Joh. Amb. Barth. 1910. M. 13.50, gebunden M. 15.—

Chwolson, O. D., Traité de physique. Tome quatrième. Premier fascicule. Champ électrique constant. gr. 8. VII u. 430 S. mit 165 Figuren. Paris, A. Hermann et fils, 6 Rue de la Sorbonne. 1910. 12 Fr.

Dessau, B., Die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Legierungen. (Die Wissenschaft. Heft 33.) gr. 8. VIII u. 208 S. mit 82 Abbildungen im Text und auf 3 Tafeln. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1910. M. 7.—, gebunden M. 8.—

Dingeldey, F., Sammlung von Aufgaben zur Anwendung der Differential- und Integralrechnung. I. Teil. Aufgaben zur Anwendung der Differentialrechnung. (B. G. Teubners Sammlung von Lehrbüchern über math. Wissenschaften. Band XXXII/1.) gr. 8. IV u. 202 S. mit 99 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 6.—

Doelter, C., Das Radium und die Farben. Einwirkung des Radiums und ultravioletter Strahlen auf organische und anorganische Stoffe sowie auf Mineralien. 8. VIII u. 133 S. Dresden, Th. Steinkopff. 1910. M. 4.—, gebunden M. 5.—

Dziobek, O., Vorlesungen über Differential- und Integralrechnung. gr. 8. X u. 648 S. mit 150 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 16.—

Fabry, E., Problèmes et exercices de mathématiques générales. gr. 8. 420 S. Paris, A. Hermann et fils. 6, rue de la Sorbonne. 1910. 10 fr.

Fischer, O., Zur Kinematik des Listingschen Gesetzes. (XXXI. Band d. Abhandlungen d. math.-phys. Klasse d. K. Schs. Ges. d. Wiss. No. 1.) gr. 8. 80 S. mit 2 Tafeln und 32 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 3.40

Fleck, C., Photokeramik. Anleitung zum Übertragen photographischer Aufnahmen auf Porzellan, Email, Glas, Metall. 8. u. 61 S. mit 12 Figuren. Berlin, Gust. Schmidt. 1909. M. 1.20, gebunden M. 1.80

Fuß, K. u. G. Hensold, Lehrbuch der Physik für den Schul- und Selbstunterricht. 9. verbesserte Auflage. Gekürzte Ausgabe, nach den bayerischen Lehrplänen v. 30. Juli 1898 bearbeitet. 8. XVI u. 392 S. mit vielen Übungsaufgaben, einer Spektraltafel in Farbendruck und 356 Text-Abbildungen. Freiburg i. B., Herdersche Verlagshandlung. 1909. M. 4.30, gebunden M. 5.—

Göbel, A., Eisenkonstruktion. Leitfaden für den Unterricht an Baugewerkschulen und verwandten technischen Lehranstalten. II. Teil. (Der Unterricht an Baugewerkschulen. Von M. Girndt. 32. Heft.) gr. 8. 98 S. mit 270 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Kart. M. 4.—

Grebe, L., Spektroskopie. (Aus Natur und Geisteswelt. 284. Bändchen.) 8. 110 S. mit 62 Figuren im Text und auf 2 Doppeltafeln. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 1.25

Gruner, P., Probleme der modernen Physik. (Naturwissenschaftl. Zeitfragen. Heft 9.) 8. 40 S. Godesberg-Bonn, Naturwissenschaftl. Verlag. 1910. M. —.60

Guye, M. Ph.-A., La fixation industrielle de l'azote. (Bulletin de la Société chimique de France. 8. 68 S.

Hecker, O., Seismometrische Beobachtungen in Potsdam in der Zeit vom 1. Januar bis 31. Dezember 1908.) Veröffentlichungen des K. P. Geodät. Instituts. N. F. No. 42.) gr. 8. 37 S. mit 2 Tafeln Berlin, Reichsdruckerei. 1910.

Hersen, C. u. R. Hertz, Die Fernsprechtechnik der Gegenwart. 9.—11. (Schluß-) Lieferung. 8. 174 S. mit zahlreichen Figuren. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1909. à M. 2.50

Hildebrandt, A., Die Luftschiffahrt nach ihrer geschichtlichen und gegenwärtigen Entwicklung. 2. vermehrte und verbesserte Auflage. gr. 8. VII u. 456 S. mit einem Titelbild (erste Farbenphotographie vom Ballon aus, v. Prof. Miethe) und 292 Textabbildungen. München, R. Oldenbourg. 1910. Gebunden M. 12.—

Hort, H., Der Entropiesatz oder der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie. 8. 41 S. mit 6 Figuren. Berlin, Jul. Springer. 1910. M. 1.—

— Technische Schwingungslehre. Linführung in die Untersuchung der für den Ingenieur wichtigsten periodischen Vorgänge aus der Mechanik starrer elastischer, flüssiger und gasförmiger Körper, sowie aus der Elektrizitätslehre. gr. 8. VII u. 227 S. mit 87 Textfiguren. Berlin, Jul. Springer. 1910. M. 5.60, gebunden M. 6.40

Hupka, K. E., Mechanik und Akustik. (Separat.-Abdruck aus „Fortschritte der Chemie". Bd. II. 1910.) gr. 8. 10 S. Berlin, Gebr. Borntraeger.

Ignatowsky, W. v., Die Vektoranalysis und ihre Anwendung in der theoretischen Physik. Teil II: Anwendung der Vektoranalysis in der theoretischen Physik. (Mathemat.-physikal. Schriften. VI/2.) 8. IV u. 123 S. mit 14 Textfiguren. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 2.60, gebunden M. 3.—

Knudsen, M., Om luftstrømninger fremkaldte red temperaturforskelle i porøse legemer. (Saertryk af oversigt over det Kgl. Danske Videnskabernes Selskabs forhandlinger. 1909. No. 6.) 8. 26 S. mit 3 Fig.

Lorenz, H., Technische Hydromechanik. (Lehrbuch der Technischen Physik. III. Bd.) gr. 8. XXII u. 500 S. mit 205 Abbildungen. München, R. Oldenbourg. 1910. M. 14.—, gebunden M. 15.—

Niethammer, F., Elektromotoren, Umformer und elektrische Motorantriebe. Zweite Auflage. (Handbuch d. Elektrotechnik. IX. Band.) gr. 8. XVI u. 469 S. mit 604 Abbildungen, darunter 25 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1910. Gebunden M. 20.—

Nimführ, R., Die Luftschiffahrt. Ihre wissenschaftlichen Grundlagen und technische Entwicklung. 2. Auflage. (Aus Natur und Geisteswelt. 300. Band.) 8. VIII u.

(Fortsetzung Seite VI.)

Digitized by Google

(Eingegangene Schriften.)

152 S. mit 42 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 1.—, gebunden M. 1.25

Ostertag, P., Die Entropietafel für Luft und ihre Verwendung zur Berechnung der Kolben- und Turbo-Kompressoren. gr. 8. 37 S. mit 11 Textfiguren und 2 Diagrammtafeln. Berlin, Jul. Springer. 1910. M. 2.80

Pernter, J. M., Meteorologische Optik. IV. Abschnitt: Seite 559—799, I—XVII, v. F. M. Exner. gr. 8. XVII u. 241 S. mit zahlreichen Textfiguren. Wien, W. Braumüller. 1910. M. 10.—

Perry, J., Höhere Analysis für Ingenieure. Autorisierte deutsche Bearbeitung v. R. Fricke u. F. Süchting. 2. verbesserte und erweiterte Auflage. gr. 8. X u. 464 S. mit 106 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 13.—

Phipps Institute: Henry —. Fifth Annual Report for the study, treatment, and prevention of tuberculosis. February 1907 to February 1908. Edited by J. Walsh. gr. 8. 463 S. Philadelphia, Henry Phipps Institute, 238 Pine Street. 1909.

Physikalische Gesellschaft Zürich. Mitteilungen No. 14 u. 15. 8. 106 S. mit 3 Tafeln u. 10 Figuren. Zürich, Buchdruck. F. Lohbauer. 1909.

Planck, M., Acht Vorlesungen über theoretische Physik, gehalten an der Columbia University in the City of New-York im Frühjahr 1909. 8. 127 S. mit 5 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1910. M. 3.60, gebunden M. 4.20

Pohl, R., Die elektrische Fernübertragung von Bildern. (Die Wissenschaft. Heft 34.) gr. 8. VIII u. 45 S. mit 25 Figuren. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1910. M. 1.80, gebunden M. 2.50

Poincaré, H., Sechs Vorträge über ausgewählte Gegenstände aus der reinen Mathematik und mathemat. Physik. (Math. Vorlesungen an der Universität Göttingen. No. 4.) gr. 8. 60 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 1.80, gebunden M. 2.40

Pyritz, K., Les étalons Römer. (Academie royale des sciences et des lettres de Danemark. Extrait du bulletin de l'année 1909. No. 5.) 8. 8 S.

Rein, H., Das radiotelegraphische Praktikum an der Technischen Hochschule in Darmstadt. Bearbeitet nach den Vorträgen v. K. Wirtz. 8. VIII u. 91 S. mit 71 Textfiguren und 18 Vollbildern. Berlin, Jul. Springer. 1910. M. 3.—

Schoy, C., Beiträge zur konstruktiven Lösung sphärisch-astronomischer Aufgaben. 8. 40 S. mit 3 Figuren im Text und 8 Tafeln. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 1.60

Schwarzschild, K., Über das System der Fixsterne. Aus populären Vorträgen. gr. 8. 43 S. mit 13 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 1.—

Soddy, F., Die Natur des Radiums. Nach sechs an der Universität zu Glasgow im Jahre 1908 gehaltenen freien populären Experimentalvorlesungen. Übersetzt v. G. Siebert. 8. XIII u. 272 S. Leipzig, J. A. Barth. 1909. M. 5.—, gebunden M. 6.—

Sommer, E., Über die Radioaktivitätsverhältnisse der natürlichen Heilquellen des deutschen Sprachgebietes. gr. 8. 58 S. München, Verlag d. Aerztl. Rundschau Otto Gmelin.

Spies, P., Physikalische Entwicklungsmöglichkeiten. Festrede, gehalten am 27. Januar 1909 in der Kgl. Akademie Posen. (Sonderabdruck aus „Himmel und Erde". 21. Jahrg.) gr. 8. 16 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. —50

Taschenbuch für Mathematiker und Physiker. Herausgegeben v. F. Auerbach. 8. XLIV u. 450 S. mit einem Bildnis Lord Kelvins. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. In Leinen gebunden M. 6.—

Thiele, T. N., Interpolationsrechnung. gr. 8. XII u. 175 S. Leipzig, Kommiss. v. B. G. Teubner. 1909. M. 10.—

Timerding, H. E., Die Theorie der Kräftepläne. Eine Einführung in die graphische Statik. (Mathemat.-physikal. Schriften. VII.) 8. VI u. 99 S. mit 46 Textfiguren. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 2.60, gebunden M. 3.—

Uhlich, R., Grundlagen zu einer allgemeinen physikalischen Theorie. gr. 8. 56 S. Leipzig, Otto Wigand. 1910. M. 1.50

Volkmann, P., Die Eigenart der Natur und der Eigensinn des Monismus. Vortrag gehalten in Kassel und in Königsberg i. Pr. im Herbst 1909, gr. 8. 34 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 1.—

— Erkenntnistheoretische Grundzüge der Naturwissenschaften und ihre Beziehungen zum Geistesleben der Gegenwart. Allgemeinwissenschaftliche Vorträge. 2. vollständig umgearbeitete und erweiterte Auflage. (Wissenschaft und Hypothese. IX. Band.) 8. XXIII u. 454 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 6.—

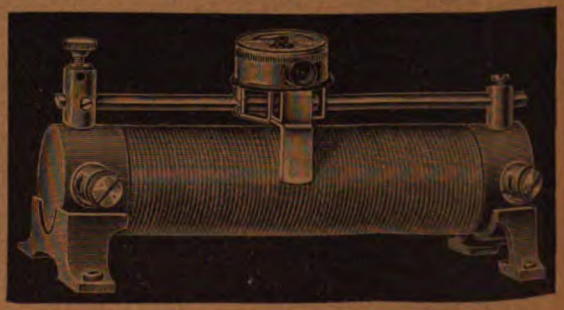
Weber, L., Wind und Wetter. Fünf Vorträge über die Grundlagen und wichtigeren Aufgaben der Meteorologie. 2. Auflage. (Aus Natur und Geisteswelt. 55. Bändchen.) 8. IV u. 116 S. mit 28 Figuren und 3 Tafeln. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 1.25

Wien, W., Über Elektronen. Vortrag gehalten auf der 77. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Meran. 2. Auflage. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 1.40

Winnig, K., Die Grundlagen der Bautechnik für oberirdische Telegraphenlinien. gr. 8. In etwa 5 Lieferungen. 1.—2. Lieferung. 128 S. mit 177 Figuren. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1910. á M. 2.50

Berthold Prange,
Optische Werkstatt,
Rixdorf II-Berlin.
Präzisions-Arbeiten
Glas, Quarz, Glimmer, Kalkspat, Steinsalz.
Spezialität:
Plan- und Parallel-Soleil-Babinets, Quarz-Normalplatten.
Katalog gratis.

Keiser & Schmidt
Berlin-Charlottenburg 2.
Präz.-Volt- und Ampèremeter, D. R. P. ◆ Präz.-Schalttafelinstrumente. ◆ Kondensatoren. ◆ Funkeninduktoren. ◆ Pyrometer bis 1600° C. ◆ Rubenssche Thermosäulen. ◆ Elemente.



Widerstand mit Strommesser
Rob. Abrahamsohn, Berlin-Charlottenburg, Kantstraße 24.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. 1. Mai 1910. Redaktionsschluß für No. 10 am 9. Mai 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

W. Wien, Positive und negative Ionen in den Kanalstrahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs und Stickstoffs. S. 377.

J. Koenigsberger, Über den Temperaturbegriff bei der Lichtemission von Kanalstrahlen. S. 379.

H. Ebert u. K. Kurz, Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens. S. 389.

C. Negro, Über den täglichen und jährlichen Gang der elektrischen Zerstreuung in der Atmosphäre. S. 405.

G. C. Simpson, Über die Elektrizität von Regen und Schnee. S. 408.

O. M. Corbino, Thermische Oszillationen wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichstromrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen. S. 413.

E. van Aubel, Über die Pulfrichsche Beziehung zwischen der Volumenkontraktion und dem Brechungsvermögen von Flüssigkeitsgemischen. S. 417.

J. W. Giltay, Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes. S. 419.

W. L. Gripenberg, Zum Problem des elektrischen Fernsehens. S. 420.

C. Fischer, Über gekoppelte Oszillatoren. S. 420.

W. Krebs, Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität. II. S. 420.

Referate:

T. Saphores, Bericht über neue Apparate auf der Ausstellung der Französischen Physikalischen Gesellschaft. S. 421.

Personalien. S. 424.

Gesuche S. 424.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Positive und negative Ionen in den Kanalstrahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs und Stickstoffs.

Von W. Wien.

Daß neben den positiv geladenen Atomen in den Kanalstrahlen auch negativ geladene vorkommen, ist von mir schon vor einer Reihe von Jahren beobachtet[1]). Sir J. J. Thomson[2]) hat diese Beobachtungen bestätigt.

Diese negativen Ionen müssen neben den ungeladenen und den positiv geladenen den Gleichgewichtszustand repräsentieren, der sich durch die Zusammenstöße der fliegenden Atome mit den Gasresten herstellt. Es ist daher von vornherein wahrscheinlich, daß das Verhältnis der Anzahl der positiven und negativen Atome zu den ungeladenen von den im Beobachtungsraum vorhandenen Gasen abhängt.

Die bisherigen, nur auf Benutzung der Fluoreszenz beruhenden Methoden geben keinerlei quantitative Anhaltspunkte. Sie sind auch in der Hauptsache auf die Kanalstrahlen des Wasserstoffs beschränkt, da die Kanalstrahlen der anderen Gase, mit Ausnahme von Helium, so geringe magnetisch ablenkbare Fluoreszenz zeigen, daß es mir nur einmal[3]) in einer Röhre, in welcher die Elektroden besonders sorgfältig von Wasserstoff befreit waren, gelang, die magnetische Ablenkbarkeit von Sauerstoffkanalstrahlen durch Fluoreszenz zu beobachten. Gewöhnlich lagert sich die Fluoreszenz der Wasserstoffreste über die andere und macht die Beobachtung unmöglich.

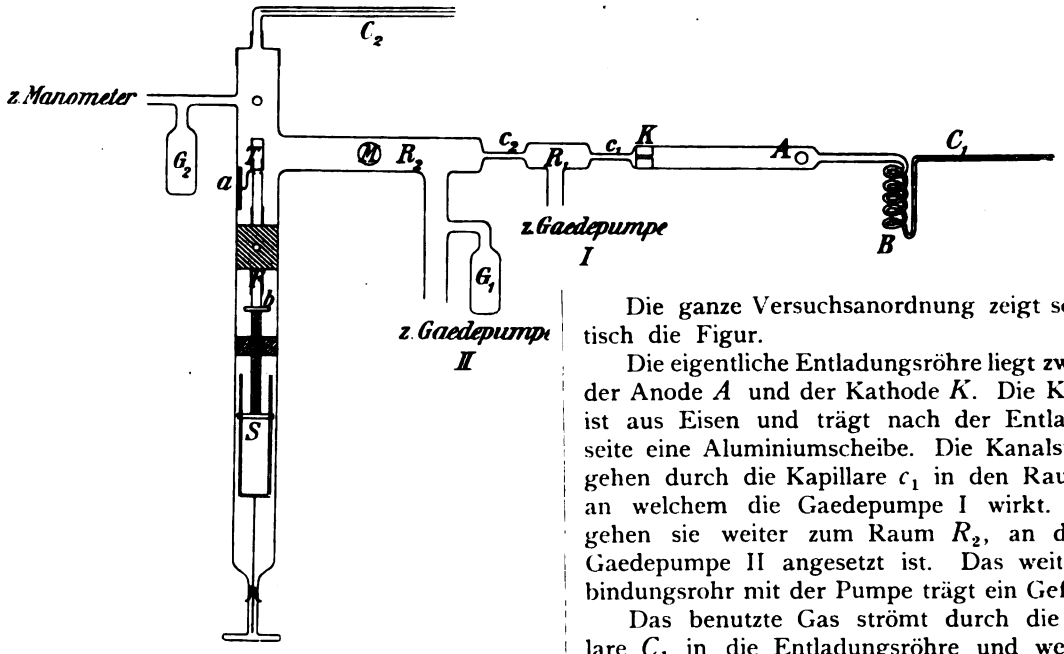
Es handelte sich nun darum, eine Methode auszubilden, die für alle Kanalstrahlen anwendbar bleibt und dabei quantitative Ergebnisse ermöglicht. Für diesen Zweck hat sich die Benutzung einer Rubensschen linearen Thermosäule bewährt, die vermittels einer Schraube durch das Kanalstrahlenbündel bewegt werden konnte und so die Wärmewirkung sowohl im Bündel selbst wie in seiner Nähe zu beobachten gestattete.

Man könnte vielleicht im Zweifel sein, ob die Wärmewirkung die Energie der Kanalstrahlen wirklich mißt. Chemische Wärmetönungen besonders bei Sauerstoffkanalstrahlen sind gewiß nicht ausgeschlossen. Nun ist die äquivalente Verbrennungswärme allerdings im Vergleich mit der kinetischen Energie der Kanalstrahlen so klein, daß sie nicht in Betracht kommen kann. Man müßte schon annehmen, daß durch das Auftreffen der Kanalstrahlen chemische Reaktionen der Gasreste eintreten mit den Metallen der Thermoelemente, die eine Erwärmung der Thermosäule hervorrufen. Meine bisherigen Beobachtungen sprechen gegen das Auftreten solcher in Betracht kommender chemischer Wärmetönungen. Gibt man zu, daß die thermoelektrischen Ströme der Energie der Kanalstrahlen proportional sind, so erhält man durch das Verschieben der Thermosäule eine Energiekurve der Kanalstrahlen. Reflexionen der Kanalstrahlen, die an sich gering sind, kommen noch weniger in Betracht, als es sich um relative Messungen handelt.

Bekanntlich ist die magnetische Ablenkung der Kanalstrahlen nicht gleichmäßig, sondern sie erfolgt kontinuierlich von den geringsten Beträgen bis zu einem Maximum. Es rührt dies

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 262, 1902.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6), **13**, 568, 1907.
3) W. Wien, Ann. d. Phys. **9**, 662, 1902.

Digitized by Google



daher, daß die positiven Atome ihre Ladung beständig austauschen und daher verschieden lange Strecken des Magnetfeldes in geladenem Zustande durchfliegen. Da der Austausch der Ladung durch Zusammenstöße mit ruhenden Gasatomen eintreten muß, so wird in einem möglichst hohen Vakuum der Austausch seltener stattfinden und die mittlere freie Weglänge der geladenen Atome größer sein; die Unterschiede in der Ablenkung müssen demnach geringer bei hohen Verdünnungen werden. Andererseits muß ein möglichst wenig ausgedehntes Magnetfeld ebenfalls die Unterschiede der Ablenkbarkeit geringer werden lassen. Es wurde deshalb die Versuchsanordnung so gewählt, daß die Strahlen in einem Raume fliegen, in welchem die Verdünnung wesentlich höher gehalten werden konnte als im Entladungsrohr. Andererseits wurde ein möglichst kurzes Magnetfeld in der Röhre hergestellt, indem die verlängerten Polstücke eines Ruhmkorffschen Elektromagneten durch Öffnungen in die Röhre geführt wurden. Die Entfernung der Polstücke betrug 0,3 cm, ihr Durchmesser am Ende 0,6 cm.

Messungen mit einer sehr kleinen ballistischen Spule zeigten, daß das Feld zwischen den Polstücken sowohl, als im Streuungsgebiet der Stromstärke proportional war, soweit die Feldstärke für die Versuche in Betracht kam.

Daß bei hoher Verdünnung und wenig ausgedehntem Magnetfeld die Kanalstrahlen viel gleichmäßiger abgelenkt werden, ist in einer während der Ausführung der Versuche erschienenen Arbeit von Sir J. J. Thomson[1]) nachgewiesen.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **18**, 826, 1909.

Die ganze Versuchsanordnung zeigt schematisch die Figur.

Die eigentliche Entladungsröhre liegt zwischen der Anode A und der Kathode K. Die Kathode ist aus Eisen und trägt nach der Entladungsseite eine Aluminiumscheibe. Die Kanalstrahlen gehen durch die Kapillare c_1 in den Raum R_1, an welchem die Gaedepumpe I wirkt. Dann gehen sie weiter zum Raum R_2, an den die Gaedepumpe II angesetzt ist. Das weite Verbindungsrohr mit der Pumpe trägt ein Gefäß G_1.

Das benutzte Gas strömt durch die Kapillare C_1 in die Entladungsröhre und weiter zu den Pumpen. Zwischen der Entladungsröhre und dem Beobachtungsraum kann auf diese Weise eine beträchtliche Druckdifferenz aufrecht erhalten werden, wie ich es schon früher nachgewiesen habe.

Die Thermosäule T ist an einem Rahmen befestigt, der von zwei Messingzylindern getragen wird, die durch die Führungsröhren F laufen. Gegen die Scheibe b drückt die Schraube S, die durch einen Schliff gedreht werden kann. Durch Federn werden die Messingzylinder immer fest gegen die Schraube gedrückt. Die Verschiebungen können an einer Skala abgelesen werden.

Zwei weitere Ansatzröhren führen einerseits zum Manometer und zur Kapillare C_2, durch die andere Gase in den Beobachtungsraum strömen können. Die Wirkung der Gaedepumpen ist so kräftig, daß man einen beträchtlichen Gasdruck im Beobachtungsraum durch Einströmen durch die Kapillare C_2 erzielen kann, ohne daß eine merkliche Beeinflussung der Entladung eintritt. Auf diese Weise ist es möglich, Kanalstrahlen eines Gases in einen hauptsächlich mit einem andern Gas gefüllten Raum treten zu lassen. Unmittelbar vor dem Eintritt zwischen die Polschuhe gehen die Strahlen durch ein enges Messingdiaphragma, das gleichzeitig unveränderlichen Polabstand gewährleistet.

Wenn die Energiekurve der Kanalstrahlen bei erregtem Magnetfelde aufgenommen wurde, so zeigte sich bei genügend hoher Verdünnung im Beobachtungsraum ein ausgeprägtes zweites Maximum, das dem abgelenkten Bündel entsprach.

Digitized by Google

Bei Wasserstoff war bei hohen Spannungen das Verhältnis des Maximums des abgelenkten Bündels zum Maximum des magnetisch nicht beeinflußten Bündels etwa $^7/_{100}$.

Die negativen Ionen des Wasserstoffs, deren Fluoreszenz im hohen Vakuum auf dem Glase sehr lebhaft war, geben nur bei sehr hohen Spannungen ein ausgeprägtes Maximum, das im Verhältnis zum nicht beeinflußten Bündel etwa $^1/_{100}$ betrug.

Bei Wasserstoff ist die Energie der positiven Ionen wesentlich größer als die der negativen.

Anders zeigte sich das Verhalten des Sauerstoffs. Das Magnetfeld, das das Energiemaximum um die gleiche Strecke ablenkte, war viermal so stark wie bei Wasserstoff, entsprechend der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht.

Aber unter gewöhnlichen Umständen ist das Energiemaximum der abgelenkten negativen Ionen größer als das der positiven. Dabei fallen immer beide Maxima an die gleiche Stelle.

Dieses Überwiegen der negativen Ionen scheint beim Sauerstoff nur bei hohen Verdünnungen aufzutreten. Wenigstens zeigt sich bei höheren Drucken, bei welchen ein abgelenktes Energiemaximum nicht vorhanden ist, eine Verschiebung der ganzen Energiekurve nach der positiven Seite.

Bei hohen Verdünnungen ist das Verhältnis der Maxima des abgelenkten Bündels zum nicht beeinflußten bei höheren Spannungen ohne Beseitigung des *Hg*-Dampfes etwa $^7/_{100}$ bei den negativen, $^4/_{100}$ bei den positiven. Bei Anwendung von flüssiger Luft zur Kühlung von G_1 kehrt sich das Verhältnis nahezu um.

Das Überwiegen der negativen Ionen beim Sauerstoff hört nämlich auf, wenn man das (übrigens leere) Gefäß G_1 in flüssige Luft taucht.

Da die flüssige Luft keine andere Wirkung als Kondensation von Dämpfen haben kann, so muß das Überwiegen der negativen Ionen auf die Wirkung der Dämpfe zurückzuführen sein. Es kann kaum einem Zweifel unterliegen, daß diese Wirkung vom Quecksilberdampf herrührt.

In der Tat tritt wieder das Überwiegen der negativen Ionen auf, wenn nicht das Gefäß G_1, sondern G_2 in flüssige Luft taucht.

Es muß dann der Quecksilberdampf von den Pumpen durch den ganzen Beobachtungsraum streichen, ehe er zur Kondensation gelangt.

Ohne Einfluß war das Eintauchen der Spirale B, durch welche die Gase zuströmen, in flüssige Luft.

Ähnliche Wirkung wie der Quecksilberdampf hatten Dämpfe von Tetrachlorkohlenstoff und Wasserstoff. Bei diesen Versuchen wurde der Quecksilberdampf durch flüssige Luft beseitigt und die andern Stoffe in den Beobachtungsraum geleitet.

Einleiten von Stickstoff in den Beobachtungsraum hatte dagegen keinen Einfluß. Hier blieb die negative Energiekurve des abgelenkten Bündels unter der positiven.

Wurden umgekehrt Wasserstoffkanalstrahlen in eine Atmosphäre von Sauerstoff geleitet, so zeigte sich keine Wirkung. Die Energiekurve der negativen Ionen blieb weit unter der positiven.

Stickstoffkanalstrahlen zeigten ähnliches Verhalten wie Wasserstoff.

Die Energiekurve der positiven Ionen lag stets über der der negativen, welches Gas sich auch im Beobachtungsraum befand.

Die Mitteilung der zahlreichen quantitativen Ergebnisse soll demnächst an anderer Stelle erfolgen.

Würzburg, April 1910.

(Eingegangen 6. April 1910.)

Über den Temperaturbegriff bei der Lichtemission von Kanalstrahlen.

(Nach Versuchen gemeinsam mit J. Kutschewski.)

Von Joh. Koenigsberger.

1. W. Wien[1]) hat zuerst den Entropiebegriff auf den Strahlungsvorgang in Geißlerschen Röhren und Kanalstrahlen angewandt und die Folgerungen daraus unter Beiziehung des Dämpfungstheorems von Wiechert theoretisch und experimentell geprüft. Eine Stütze haben diese Annahmen dadurch erhalten, daß Pflüger sowie Küch und Retschinsky die Absorption bei der Emission von Spektrallinien durch Quecksilberdampf, und Ladenburg und Loria die Absorption des leuchtenden Wasserstoffs nachgewiesen haben. R. Ladenburg hat neuerdings sehr interessante Versuche über die Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes innerhalb einer verbreiterten Emissions- und Absorptionslinie des Wasserstoffs angestellt und kommt zu dem Schluß, daß hier das Gesetz von Kirchhoff nicht gültig sei. Wir wollen hier nicht weiter erörtern, ob seine Beobachtungen wirklich nur diese eine Deutung zulassen, sondern wollen versuchen, den Temperaturbegriff noch auf einem andern Wege, nämlich aus den Anschauungen der kinetischen Gastheorie zu gewinnen. Den ersten derartigen Versuch hat wohl J. Stark[2]) unternommen.

Daß wir überhaupt noch versuchen den Temperaturbegriff festzuhalten, den man als

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **23**, 415, 1907.

2) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, S. 33 ff. Leipzig, J. A. Barth. 1902.

Digitized by Google

etwas Unnötiges bezeichnen könnte, hat folgende Ursachen: Direkt durch elektrische Schwingungen oder Wechselstrom die Lichtschwingungen von Elektronen anzuregen, ist unmöglich; denn die Perioden der einen sind mehrmals, 10^4 mal, größer als die der anderen. Die elektrische Lumineszenz, die man häufig als Ursache der Emission von Spektrallinien ansieht, kann also nur auf einer ganz indirekten Wirkung beruhen. Ferner sehen wir an den Himmelskörpern eine Emission und Absorption von Spektrallinien, die man in ihrer Gesamtheit (wir sehen hier von Protuberanzen usw. ab) wegen ihrer relativen Gleichmäßigkeit längs der Oberfläche kaum nur auf Strömungen von Elektrizität zurückführen kann.

Wenn wir also auch mit unseren jetzigen Hilfsmitteln ohne elektrische Felder noch keine so hohen Temperaturen erzielen können, daß Wasserstoff oder Quecksilber[1]) Absorption oder Emission zeigen, so scheinen in der Natur doch derartige Gleichgewichtszustände, die als solche dem ersten und zweiten Hauptsatz unterliegen müssen, vorhanden zu sein.

Es seien zunächst abgekürzt und durch einige neue Versuche ergänzt die bereits a. a. O. veröffentlichten Beobachtungen von Herrn Kutschewski und mir an Kanalstrahlen mitgeteilt, welche zeigen, daß jedenfalls auch ohne elektrische Felder, hervorgerufen durch ungeladene Teile, Lichtemission statthaben kann.

2. Über die Lichtemission der Kanalstrahlen und ihre scheinbare Dissoziation bei geringen Drucken. Die Lichtemission der Kanalstrahlen wurde zuerst von E. Goldstein[2]) gefunden und untersucht. Dann hat J. Stark[3]) den Dopplereffekt an den Kanalstrahlen entdeckt und festgestellt, daß ein Teil der Lichtemission von ruhenden, ein anderer von Teilen ausgeht, die sich mit einer Geschwindigkeit bewegen, die etwas, aber doch merklich kleiner ist als sie der theoretisch berechneten von positiven Gasmolekülen entspricht. W. Wien[4]) hat zeigen können, daß die Lichtemission im wesentlichen von neutralen Teilen ausgehen muß, was der früher von Goldstein geäußerten Ansicht über die magnetische Unablenkbarkeit der leuchtenden Strahlen entspricht. J. J. Thomson hat festgestellt, daß der positiv geladene Teil des Kanalstrahls ein $\frac{e}{m}$ etwa von der Größe für Wasserstoff besitzt und sehr leicht in allen Gasen auftritt. Wir haben Versuche[5]) angestellt, die weitere Anhaltspunkte für Vorstellungen über den Mechanismus der Lichtemission geben.

Durch ein recht starkes magnetisches Feld (1000 Gauß) kann man den positiven Anteil im Beobachtungsraum mit starker Krümmung ablenken und gegen die Glaswand werfen, wo er lebhafte gelbgraue Fluoreszenz erzeugt. Man sieht dann, daß auf diesem Kreisstück weder in Luft noch Wasserstoff bei Drucken zwischen 0,00005[1]) und 0,02 mm das mindeste Leuchten stattfindet, nur tangential davon geht je nach dem Druck ein schwächeres oder stärkeres Leuchten[2]) aus. Also leuchtet der leicht ablenkbare, positiv geladene Wasserstoffanteil der Kanalstrahlen an sich nicht, sondern erst durch Bildung von neutralen Teilen bei höheren Drucken. Bei Drucken über 0,02 mm fängt der ganze Entladungsraum an zu leuchten; diese Erscheinung muß für sich behandelt werden. Der eigentliche primär neutrale Strahl ist dann in Wasserstoff nicht mehr hinter der Kathode nachweisbar (vgl. Abschnitt 10).

Wir haben dann weiter untersucht, unter welchen Bedingungen der neutrale Anteil leuchtet.

Wenn der Druck im Entladungsraum nicht sehr niedrig ist, etwa zwischen 0,001 und 0,05 mm liegt, so ist ein erheblicher neutraler oder wenigstens nicht ablenkbarer Anteil vorhanden, der auf dem Willemitschirm Phosphoreszenz erregt. Dieser leuchtende neutrale Kanalstrahl ist bei langer Kapillare ebenso wie bei dünner Loch- oder Schlitzkathode vorhanden. Er ist der eigentliche von Goldstein so genannte Kanalstrahl. Dieser neutrale Strahl leuchtet auf seinem Wege aber im Beobachtungsraum nur dann, wenn dort der Druck nicht zu ge-

1) Auf die Kontroverse betr. der Alkalimetalle und Erdalkalimetalle wollen wir später kurz eingehen.

2) E. Goldstein, Wied. Ann. **64**, 38, 1898.

3) J. Stark, Jahrb. d. Rad. **4**, 231, 1907.

4) W. Wien, Sitzber. K. Bayr. Ak. **28**, 57, 1908.

5) J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, Abh. Heidelberger Akad. No. 4, März 1910.

1) Die Druckmessungen geschahen unter Beobachtung der von H. Scheel und W. Heuse angegebenen Vorsichtsmaßregeln. Wasser und Wasserdampf wurde aus den Röhren durch längeres Erhitzen und Durchleiten von starken Entladungen entfernt. Abkühlung mit flüssiger Luft war dann, wie uns Kontrollversuche zeigten, vielfach unnötig. Daß unsere Röhren und Elektroden ganz frei von Wasser und Wasserstoff waren, beweist die Tatsache, daß bei dem Auftreten der Kanalstrahlen in Luft nach geeigneter Behandlung der Kathode (vergl. Seite 385) der positive Wasserstoffanteil völlig ausblieb. Er erschien dagegen sofort, wenn auch nur ein wenig feuchte Luft eingelassen wurde. Die Spannung des *Hg*-Dampfes kann man schon durch Kühlung mit Kohlensäure hinreichend klein machen. Im ganzen machte uns die Herstellung und Messung von Drucken bis zu $5 \cdot 10^{-5}$ mm keine besondern Schwierigkeiten. Unter bestimmten Bedingungen läßt sich im Mac Leod-Manometer die Spannung des Wasserdampfes mitmessen.

2) Dieses Leuchten in tangentialer Richtung, ebenso wie das geringe Leuchten, das W. Wien an wohl weniger stark abgelenktem positivem Strahl beobachtet hat, schreiben wir der Bildung von neutralen Teilen durch den positiven Strahl zu, die, wie Abschnitt 7 gezeigt, bei den höheren Drucken $>$ 0,0005 mm, die zu gut wahrnehmbarem Leuchten erforderlich sind, erfolgt.

Digitized by Google

ring ist, wenn also genügend Gasmoleküle vorhanden sind, mit denen er zusammenstößt. Mit sinkendem Druck nimmt die Lichtintensität des neutralen Strahls stark ab, verglichen mit der Helligkeit der von ihm auf dem Schirm hervorgerufenen Phosphoreszenz.

Das stimmt mit der bereits von W. Wien gefundenen Verringerung der Lichtemission bei sinkendem Druck verglichen mit der Gesamtwärmewirkung der Kanalstrahlen.

Die Drucke, bei welchen die Lichtemission für unser 5 Minuten lang im Dunkeln ausgeruhtes Auge nicht mehr gut sichtbar ist, sind für Luft etwa 0,0006, für Wasserstoff 0,0002, für Quecksilber 0,005 mm. Natürlich sind das nur relative Daten. Die Helligkeit an einer bestimmten Stelle nimmt eben bei gleicher Stärke des neutralen Strahls proportional der Zahl der Zusammenstöße und somit der Gasdichte ab[1]), wenn die Intensität des neutralen Anteils im übrigen an der betreffenden Stelle dieselbe ist, bzw. wenn, was wegen der Absorption erforderlich, hierauf umgerechnet wird; sie wird also nie null.

Im Quecksilberdampf ist unabhängig vom Druck im Entladungsraum, der durch Heizung nach dem Vorgang von W. Wien und J. Stark von 0,0001 mm bis 0,1 mm variiert werden konnte, stets nur der neutrale magnetisch und elektrostatisch nicht ablenkbare Strahl vorhanden, wenn der Partialdruck des *Hg* im Beobachtungsraum kleiner als 0,001 mm ist. Das würde also mit dem übereinstimmen, was W. Wien auf anderem Wege gefunden hat, wonach der Quecksilberkanalstrahl keine Ladung mit sich führt[2]). Doch haben wir gefunden, daß dieser nicht ablenkbare Strahl absolut nicht leuchtet, im Gegensatz zu W. Wien, wonach er intensiv Licht emittiert.

Dieser Widerspruch ist leicht aufzuklären. Wir hatten, um uns dagegen zu sichern, daß Quecksilberdampf nicht in merklicher Menge aus dem Entladungsraum in den Beobachtungsraum übergeht, folgende Anordnung getroffen: Die Glasröhren hatten hier wie sonst meist 4 cm Durchmesser. In dem erwähnten Glasrohr befindet sich eine Kathode aus Eisenrohr mit Kapillare von 5 mm Durchmesser und 35 mm Länge, die mit erwärmt wird. Auf diese folgt ein Eisenkonus von 10 cm Länge mit Kapillare von 1 mm Durchmesser, der gekühlt ist und auf den von der einen Seite luftdicht das erwärmte Glasrohr für den Entladungsraum und auf der anderen Seite das abgekühlte mit dem Beobachtungsraum aufgesetzt wurde. Kathode, Konus, Beobachtungsraum waren geerdet. Hierdurch ist erreicht, daß der Kanalstrahl von *Hg* in einem vollkommen von *Hg* freien Raum sich bewegt und deshalb wohl nicht leuchtet, obgleich er auf dem Willemitschirm noch stärkere Phosphoreszenz erregt als der neutrale Kanalstrahl von Luft unter gleichen Bedingungen. Auch wenn man in den Beobachtungsraum Luft einführt oder nur sehr wenig Quecksilber verdampft ($p = 0{,}002$ mm), leuchtet der Kanalstrahl nicht, und erst über 0,05 mm Luftdruck tritt diffuse Lichtemission des ganzen Raumes ein. Das Leuchten des *Hg*-Kanalstrahls tritt also offenbar erst ein, wenn der *Hg*-Druck größer als 0,002 mm ist.

Dasselbe Resultat erhält man auch, wenn man die obenerwähnte Hilfskathode wegläßt und nur den Eisenkonus mit der engen Kapillare als Kathode verwendet.

Wir haben dann auf zwei Arten geprüft, ob der lichtemittierende Teil wirklich neutral oder ob er vielleicht nur schwer elektrisch und magnetisch ablenkbar ist.

Zuerst wurde im Beobachtungsraum ein sehr starkes elektrisches Feld mit einer Feldstärke von 7000 Volt per 1 cm angebracht. Hierzu ist erforderlich, daß der Druck im Beobachtungsraum recht gering ist, da sonst die Ionisation verhindert, ein solches statisches Feld aufrecht zu erhalten. Dann ist der neutrale Strahl sehr schwach Licht emittierend, wird aber demgemäß auch nur schwach absorbiert und gibt einen sehr intensiven scharfen Phosphoreszenzfleck, der bei Anwendung einer Kapillare von 0,3 mm Durchmesser und 90 mm Länge mit Mercedesinfluenzmaschine nur etwa 1 mm Durchmesser hat, bei Induktoriumsentladung etwas größer ist. Dieser Fleck zeigte bei obigem elektrischen Feld, das sich auf eine Länge von 100 mm ausdehnt und dessen Ende vom Schirm noch um 110 mm entfernt war, keine merkbare Ablenkung. Unter den gleichen Bedingungen zeigte der positive Anteil des Kanalstrahls $\left(\frac{e}{m} = 10^4\right)$ eine Ablenkung, die für die maximale Geschwindigkeit des positiven Kanalstrahlenspektrums von $1{,}8 \cdot 10^8$ cm sec bei einem Feld von 110 Volt 5 mm betrug. Demgemäß hätte der neutrale Teil, wenn er aus positiven Stickstoff- oder Sauerstoffatomen mit entsprechend (im Mittel 15mal) größeren $\frac{e}{m}$ bestehen würde, eine Geschwindigkeit von mindestens $1 \cdot 10^9$ cm/sec haben müssen, damit keine merkliche Ablenkung erfolgte. Eine derartige Geschwindigkeit wäre aber weit größer als sie aus dem Kathodenfall, der rund 10000 Volt war, sich für Luft ergeben

1) Hierauf haben auch schon die Messungen von W. Wien (loc. cit.) hingewiesen.

2) W. Wien, Ber. K. Bayr. Ak., 12. Abh., 1909.

Digitized by Google

könnte und daher wenig wahrscheinlich. Ähnliches galt für die magnetische Ablenkung, wobei Felder bis 1000 Gauß verwandt wurden.

Zweitens wurde ein longitudinales verzögerndes oder beschleunigendes Feld angebracht, wie es P. Lenard zuerst für Kathodenstrahlen und wie es dann W. Wien und J. J. Thomson für Kanalstrahlen angewandt haben.

Hierbei muß vor allem darauf geachtet werden, daß der Druck im Beobachtungsraum so gering ist (kleiner als 0,0005 mm), daß keine sekundäre Entladung in dem longitudinalen Feld zustande kommt. Selbst, wenn das zunächst bei Abwesenheit von Kanalstrahlen erreicht ist, kann durch die ionisierende Wirkung schon allein der neutralen Kanalstrahlen auf das umgebende Gas die Entladung hervorgerufen werden. Bei unserer Anordnung war das infolge der Form der Feldplatten sofort daran zu erkennen, daß in deren Nähe grüne Glasfluoreszenz, durch die Kathodenstrahlen verursacht, auftrat. Der Druck wurde erniedrigt, bis das nicht mehr statthatte. Es ist hierzu vorteilhaft, den Abstand des Feldes klein, etwa 1—2 cm, zu nehmen. Die Öffnungen der Platten sollen auch möglichst klein sein (2—5 mm), damit das elektrostatische Feld wirklich homogen ist. Man kann dann in der früher beschriebenen Weise durch Anbringen eines Magneten vor der Kathode oder auch hinter der Kathode den neutralen Teil bequem isolieren[1]). Alsdann hat weder ein verzögerndes noch ein beschleunigendes Feld bis zu 8000 Volt einen Einfluß auf die Lichtintensität oder auf die Stärke der Phosphoreszenz. Das spricht nicht dafür, daß der neutrale Anteil etwa doch positiv geladen und nun wegen großer Masse und hoher Geschwindigkeit unablenkbar wäre. Wenn er nach der Hypothese von Gehrcke[2]) zum Teil aus zerstäubten Metallatomen bestehen würde, so müßte er bei niederen Drucken in hohen Potentialen stärker sein als bei höheren Drucken, was nicht zutrifft, andererseits scheint die Metallzerstäubung in anderer Hinsicht einen gewissen Einfluß zu haben. Doch hängt die Entstehung des neutralen Strahls, die je nach der Geschwindigkeit größtenteils vor der Kathode erfolgt, damit nicht zusammen; er ist auch bei kurzer Aluminiumkathode vorhanden. Der positive Anteil wird, wie sich leicht nachweisen läßt, weil man dann mit sehr geringen Drucken in Entladungs- und Beobachtungsraum arbeiten darf, durch ein beschleunigendes Feld erheblich beschleunigt; die Phosphoreszenz wird bedeutend stärker; magnetische und elektrostatische Ablenkung werden kleiner. Durch ein verzögerndes Feld kann er andererseits völlig aufgehoben werden, ohne daß gleichzeitig irgendeine Wirkung auf den neutralen Teil vorhanden wäre.

3. Phosphoreszenzerregung durch neutrale Teile. Von Interesse ist die mit diesen letzteren Beobachtungen eng zusammenhängende Frage, ob Phosphoreszenz auch durch neutrale Teile von großer Geschwindigkeit erregt werden kann. Die Phosphoreszenzfarbe des Willemit auf Wasserglas für den scheinbar neutralen Teil ist dieselbe wie für den positiven, nämlich für unser Auge[1]) grün bis gelbgrün, während Kathodenstrahlen blaugrüne Phosphoreszenz verursachen. Diese Tatsache ließ als möglich erscheinen, daß die Phosphoreszenz des neutralen Teils durch die infolge Dissoziation in ihm entstehenden positiven Teile bedingt sei.

Sowohl P. Lenard wie J. J. Thomson haben sich früher dahin ausgesprochen, daß Phosphoreszenz nur durch Licht oder elektrisch geladene Teile hervorgerufen werde. Wir haben daher direkt vor dem Schirm ein sehr starkes transversales elektrisches Feld angebracht. Dies hätte die nachträglich durch Dissoziation aus dem neutralen Strahl entstandenen positiven Teile unmittelbar vor dem Schirm zumeist herausziehen und dadurch die Phosphoreszenz vernichten oder wenigstens den Fleck ablenken müssen, wenn diese nur durch positive Teile bewirkt ist. Das war aber für Luft wie für Quecksilber nicht der Fall. Daher muß man annehmen, daß entweder neutrale Kanalstrahlen in Luft oder Quecksilber Phosphoreszenz erregen können, oder daß der sogen. neutrale Strahl in Wirklichkeit ein teilweise positiv geladener Strahl mit sehr großer Masse und gleichwohl auch sehr großer Geschwindigkeit ist, der demgemäß nur mit den stärksten magnetischen und elektrischen Feldern ablenkbar wäre. Die Beobachtungen von Abschnitt 8 lassen letzteres wenig wahrscheinlich erscheinen.

4. Daß der bei Zusammenstößen leuchtende Kanalstrahl schon etwas vor der Kathode bei Drucken über 0,002 mm größtenteils neutral ist, läßt sich dadurch nachweisen, daß ein nicht stark streuender Magnet vor die Kathode gebracht wird. Schon bei schwächeren Magnetfeldern wird, wenn der Magnet zunächst unmittelbar an der Kathodenfläche sich befindet, der positive Wasserstoffanteil gegen die Wand der Kapillaren geworfen, während der leuchtende Kanalstrahl ungestört mit kaum geänderter Intensität[2]) hindurchgeht. Stellt man jetzt den

1) Die stark ionisierende Wirkung der neutralen Kanalstrahlen allein läßt sich auf diese Art leicht demonstrieren.

2) E. Gehrcke, diese Zeitschr. 7, 181, 1906.

1) Bei Studium der Literatur und mündlicher Diskussion fiel uns auf, wie verschieden gelb bis blaugrüne Farbtöne von geringer Intensität von verschiedenen Beobachtern empfunden und bezeichnet werden. Z. T. sind die Verschiedenheiten allerdings auch durch die Beschaffenheit der Glaswand bedingt.

2) Die Änderung der Intensität des leuchtenden Strahles

Digitized by Google

Magneten in einen bestimmten Abstand von der Kathode gegen die Anode hin, so werden die Kathodenstrahlen vollkommen abgelenkt und gegen die Glaswand geworfen. Die positiven Kanalstrahlen sind ebenfalls dauernd abgelenkt und gelangen nicht mehr auf den Phosphoreszenzschirm. Dagegen wird der leuchtende neutrale Anteil dann nur in einer Weise beeinflußt, die vom Gasdruck abhängt. Ist der Gasdruck im Entladungsraum hoch, so wird auch der neutrale Strahl durch das Magnetfeld entfernt, ist der Gasdruck dagegen niedrig genug, so wird er nicht beeinflußt. So ist bei Messingkathoden in Luft von 0,003 mm Druck, etwa 20000 Volt Potentialgefälle, 30 cm Anodenabstand, 0,00015 Amp. Gleichstrom, Influenzmaschine etwa 4 cm Röhrendurchmesser erst in 5 cm von der Kathode ab eine merkliche Einwirkung des Magnetfeldes auf den leuchtenden Strahl vorhanden, bei 0,005 Amp. mit Induktor in etwa 4 cm. In dieser Entfernung also bildet sich unter diesen Bedingungen aus positiven Ionen die Hauptmenge des neutralen Strahles. Der letztere durchläuft also nicht den ganzen Kathodenfall. Andererseits wird, je kleiner der Druck im Entladungs- und Beobachtungsraum ist, um so eher etwas von den primär positiven Teilen, die nicht Wasserstoff, sondern das betreffende Gasion selbst sind, hindurchgehen. Doch ist bei unseren Versuchsbedingungen außer in Wasserstoff der größte Teil hinter der Kathode neutral.

Im Beobachtungsraum in Luft ist bei Einwirkung des Magnetfeldes vor der Kathode der leicht ablenkbare positive Anteil ganz verschwunden und wird auch von dem leuchtenden Kanalstrahl nicht mehr gebildet[1]), wie man durch Fehlen der elektrischen und magnetischen Ablenkung, welche einem Wert $\frac{e}{m} = 10^4$ entsprechen würde, im Beobachtungsraum nachweisen kann. Hierbei ist es gleichgültig, wie weit Schirm oder Magnet von der Kathode oder voneinander entfernt sind. Dagegen wird bei Drucken über 0,0002 mm ein scheinbar schwerer ablenkbarer positiver Anteil durch Ionisation bei Zusammenstößen gebildet. Seine Ablenkung ist gering und es scheint uns, daß es schwere positive Ionen sind, die nur kurze Zeit geladen bleiben und eine etwas geringere Geschwindigkeit als der primäre Kanalstrahl haben. Bei Drucken unter 0,0002 mm verschwindet ebenso wie das Leuchten so auch diese Ionisation, aber nicht plötzlich, sondern wie leicht begreiflich allmählich umgekehrt proportional dem Druck, so daß eine scharfe Grenze dafür nicht angegeben werden kann. Negative Ionen traten bei unserer Versuchsanordnung nur ausnahmsweise auf und wir wollen a. a. O. darauf eingehen.

Außerdem werden Ionen, die eine sehr geringe Geschwindigkeit haben und sehr leicht ablenkbar sind, im Gasraum gebildet.

Der leuchtende Kanalstrahl ist also in keiner Weise stark magnetisch beeinflußbar. Das scheint uns besonders mit Hinblick auf einen von dem Entdecker der Kanalstrahlen, E. Goldstein, seinerzeit gegen die Versuche von W. Wien, der die magnetische Ablenkung der Kanalstrahlen fand, gemachten Einwand von Interesse[1]). E. Goldstein arbeitete mit ziemlich hohem Druck, der im Beobachtungs- und Entladungsraum der gleiche war; hierbei mußte also der neutrale Anteil im Kanalstrahl überwiegen. Dieser ruft nur sehr schwache Glasfluoreszenz hervor und ist nach unseren Versuchen nicht merklich magnetisch ablenkbar, obgleich er, wie das W. Wien fand, bei größeren Drucken dissoziiert oder eigentlich durch Zusammenstöße unter Beibehaltung eines Teiles seiner Geschwindigkeit ionisiert wird.

Wenn man, wie oben erwähnt, den Magneten weiter an die oben beschriebenen Stellen vor der Kathode schiebt, verschwindet auch der leuchtende Strahl. Das kann man auf zwei Arten erklären. Entweder muß man annehmen, daß bei größerem Abstand des Magneten von der Kathode der Entladungsvorgang so geändert wird, daß überhaupt keine Kanalstrahlen mehr entstehen. Das scheint uns wenig wahrscheinlich. Oder die ursprünglich positiven Teile, die zur Kathode hingezogen werden, sind jetzt durch den Magneten so abgelenkt, daß sie nicht mehr durch die der Röhrenachse parallele Kapillare hindurchgehen können. Dann entsteht also der neutrale leuchtende Anteil aus positiven Teilen. Da er schon vor der Kathode neutral ist, muß er eine geringere Geschwindigkeit und daher auch kleinere Reichweite oder stärkere Absorption als der positive Wasserstoffanteil besitzen. Man könnte sich den Vorgang etwa folgendermaßen denken. Im Kathodendunkelraum

hängt mit dem Einfluß des Magnetfeldes auf den ganzen Entladungsvorgang zusammen. Wir werden das a. a. O. eingehender behandeln. Aber an der Tatsache, daß auf diese Art der leuchtende Anteil frei von dem ablenkbaren in den Beobachtungsraum gebracht werden kann, ändert das nichts.

1) Mit Recht bemerkt J. Stark (diese Zeitschr. 11, 173, 1910), daß, falls eine starke Dissoziation des neutralen Teiles stattfindet, ein verzögerndes Feld eine Schwächung des Leuchtens hervorrufen müsse. Daß diese bei unseren Versuchen gleichwohl nicht zu bemerken ist, läßt sich einfach dadurch erklären, daß bei unseren Versuchen eine merkliche Dissoziation des neutralen Teils nicht vorhanden war.

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **3**, 208, 1901.

Digitized by Google

entstehen positive Ionen auf eine Weise, die weiter unten besprochen werden soll. Durch die elektrostatischen Kräfte werden sie mehr oder minder geradlinig zur Kathode getrieben. Auf diesem Wege stoßen sie auf Elektronen oder Gasmoleküle und neutralisieren sich, geben vielleicht auch neutralen Gasmolekülen durch geraden Stoß eine erhebliche Geschwindigkeit in ihrer ursprünglichen Richtung. Je später sie sich neutralisieren, um so größer wird die erlangte Geschwindigkeit sein. Daher entsteht der intensivst wirkende neutrale Anteil nicht weit von der Kathode. Im wesentlichen ist die Neutralisation um so schneller, je größer die Zahl der negativen freien Elektronen und je kleiner die Geschwindigkeit der ursprünglich positiven Ionen ist. Jedoch leuchten, wie aus den S. 387 beschriebenen Beobachtungen folgt, diese neutralen Teile nur infolge ihrer Translationsgeschwindigkeit oder eines Ruckes, den sie beim Durchgang durch die Kathode erhalten, nicht. Das steht im Einklang mit den Folgerungen aus allen Elektronentheorien; denn eine gleichförmige Geschwindigkeit von Elektronen- und Ionensystemen kann keine elektromagnetische Strahlung bewirken, und die bei der Bildung des neutralen Teils aus dem positiven entstandene Schwingungsenergie klingt offenbar sehr rasch ab. Daher leuchten diese neutralen Teile im Entladungs- und Beobachtungsraum nur, wenn sie wieder auf Gasmoleküle stoßen, die hierdurch auch zur Lichtemission angeregt werden. Ob der von J. Stark gefundene Dopplereffekt, der bei Sauerstoff nur an einzelnen Linien auftritt, bei Stickstoff und Kohlensäure, soweit mir bekannt, nicht beobachtet wurde, mit der Lichtemission durch den neutralen Strahl zusammenhängt, können wir durch unsere Versuche noch nicht entscheiden.

Die Entstehung der positiven Ionen vor der Kathode, die dann im Beobachtungsraume teils positiv, teils neutral sind, könnte man sich etwa in folgender Weise denken. Bei der Entladung werden von der Kathode Gasmoleküle oder Gasionen mechanisch gegen das Feld herausgeschleudert, z. T. auch durch Ionisation durch Kathodenstrahlen in der ersten Glimmschicht erzeugt. Die Geschwindigkeit der ersteren könnte, wenn sie als positive Ionen herausgeschleudert würden, demnach nur die mechanische, ursprünglich vorhandene gewesen sein. Vielleicht deshalb erhält man unter gewissen Bedingungen konstante, vom Potentialfall unabhängige Geschwindigkeit des positiven Teils. Dagegen müssen die positiven Ionen, die zwischen Anode und Kathode entstehen, eine nur vom Potentialgefälle abhängige Geschwindigkeit haben, die maximal durch die zwischen Anode und Kathode gegeben ist. Von den Versuchsbedingungen wird es abhängen, was zutrifft. Wir haben, wie J. J. Thomson, namentlich in reinem Wasserstoff bei geringen Drucken den ersteren Fall gehabt, eine konstante, ziemlich einheitliche Geschwindigkeit des positiven Anteils.

Ziehen wir die Folgerungen aus obigen Versuchen, so sehen wir, daß in Übereinstimmung mit der Ansicht von P. Lenard[1]) die Lichtemission der Hauptserie (und nach unseren Versuchen auch der Nebenserie und des Bandenspektrums) jedenfalls auch primär durch Zusammenstöße von neutralen Gasatomen oder -molekülen bewirkt wird. Diese Lichtemission kann also nicht ein elektrischer Lumineszenzvorgang sein, sondern muß nach obigem durch die mechanischen Zusammenstöße des neutralen Kanalstrahls mit Gasmolekülen zustande kommen. Andererseits könnte wohl bei diesen Zusammenstößen eine Ionisation stattfinden und das Leuchten sekundär durch diese oder durch Molisation zustande kommen. Ein gleichzeitiges Vorhandensein eines elektrischen Feldes oder elektrisch geladener Teile ist aber keinesfalls erforderlich. Selbstverständlich kann keinem Zweifel unterliegen, daß die Lichtemission durch Elektronenschwingungen erregt wird und elektrische Vorgänge zur Ursache hat; aber unsere elektrischen Felder sind wohl viel zu langsam variabel, um je direkt Elektronenschwingungen hervorrufen zu können.

5. Über die „Reichweite" von positivem und neutralem Teil. Man kann nicht in demselben Sinne wie bei α-Strahlen von einer Reichweite der Kanalstrahlen sprechen; denn es ist weder die Ionisation an der Grenze der Reichweite am stärksten, noch hören plötzlich die Kanalstrahlen auf, nachdem sie eine bestimmte Strecke in Gas von gegebenem Druck durchlaufen haben. Doch ist für die neutralen wie positiven Strahlen der Intensitätsabfall zuerst etwas langsamer und dann etwas rascher, als er nach einem Absorptionsgesetz zu erwarten wäre. Man kann das für beide Anteile aus der Intensität der Phosphoreszenz und für den neutralen aus der Intensität der Lichtemission folgern. Gleichwohl ist, da einigermaßen das Absorptionsgesetz gilt, für die scheinbare Reichweite doch die Intensität des Kanalstrahls maßgebend. Die folgenden Zahlen haben daher nur ganz relativen Wert mit Rücksicht auf unsere Versuchsanordnung und können keineswegs als definitiv gelten.

Die „Reichweite" des positiven (Wasserstoff-) Anteils mit einer Geschwindigkeit von etwa

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **11**, 636, 1903 und **17**, 222, 1905.

Digitized by Google

$2 \cdot 10^8$ ist in Luft bei $p = 0{,}2$ mm der Größenordnung nach 25 cm, des neutralen Anteils bei $p = 0{,}03$ etwa gleich 25 cm; in Wasserstoff für den positiven Anteil etwa 0,4 mm für 25 cm, für den neutralen etwa 0,01 mm für 25 cm; bei Quecksilberkanalstrahlen für den neutralen (nicht leuchtenden) etwa 0,5 mm Luft für 25 cm.

Daß die Reichweite des neutralen Teils erheblich geringer als die des positiven ist, erklärt sich z. T. wohl aus seiner geringeren Geschwindigkeit. Die Reichweite oder Durchlässigkeit für die positiven Strahlen ist um so größer, je höher die Geschwindigkeit. Dasselbe gilt für die Neutralisation des positiven Anteils vor der Kathode. Daher gelangt so leicht der positive Wasserstoffanteil in den Beobachtungsraum, während die vor der Kathode nachgewiesenen positiven Kanalstrahlen von Stickstoff oder Quecksilber oder Kohlenoxyd bei unsern Versuchen, bei denen allerdings die Kathode und damit der Weg ungünstig lang waren, im Beobachtungsraum schon neutral sind.

6. Über das Verhalten des Quecksilberdampfes und die Einheit der positiven Elektrizität. J. J. Thomson hat zuerst darauf hingewiesen, daß in den Kanalstrahlen, unabhängig davon, in welchem Gase sie entstehen, stets Teile zu finden sind, deren $\frac{e}{m}$ von der Größenordnung des Wasserstoffs oder Heliums ist. Bei Quecksilberdampf scheint uns aber das Vorhandensein der magnetisch und elektrostatisch ablenkbaren Strahlen, die dem Wasserstoff entsprechen, auf Verunreinigungen zurückzuführen zu sein. Wir haben wiederholt mit der S. 381 beschriebenen Anordnung wahrgenommen, daß anfänglich oder nach Einlassen von etwas nicht getrockneter Zimmerluft ein positiver und negativer Kanalstrahl, ersterer (und auch ungefähr letzterer) mit $\frac{e}{m} = 10^4$, vorhanden war. Nach längerem (ca. 8 Stunden) Evakuieren und Erhitzen des ganzen Rohres auf 700[1]) war bei der Wiederabkühlung der Wasserstoffanteil völlig und dauernd verschwunden. Der Versuch wurde viermal stets mit demselben Erfolg ausgeführt. Nur der neutrale bzw. äußerst schwer ablenkbare Phosphoreszenzfleck (vgl. S. 381) war mit gleicher Stärke sichtbar. In gut getrockneter Luft und Kohlensäure erhält man mit der Eisenkathode ebenfalls einen sehr viel schwächeren, oft längere Zeit verschwindenden Wasserstoffanteil. Ein positiver Stickstoffanteil war dann hinter der allerdings sehr langen Kathode nicht mehr wahrnehmbar (vgl. § 5). Unter gewöhnlichen Versuchsbedingungen bei nicht besonders guter Trocknung überwiegt dagegen in Luft und stets in Wasserstoff bei höchstem Vakuum im Entladungs- und Beobachtungsraum der positive Wasserstoff mit einer ziemlich gleichförmigen Geschwindigkeit und nicht der neutrale Anteil. Die Dupletts sind also auch deshalb kaum das Primäre im Kanalstrahl. Bei Luftfüllung ist das Auftreten des Wasserstoffanteils wohl dadurch zu erklären, daß die Reste der Wasserhaut an der Glaswand (konzentrierte alkalische Lösung) dann allein als Dampf in den Entladungsraum gehen und so den Wasserstoffanteil bewirken.

Im höchsten für Entladungen noch möglichen Vakuum von etwa 0,001 mm im Entladungsraum scheinen dann bei Eisen- und Messingkathoden in Luft überhaupt keine Kanalstrahlen mehr vorhanden zu sein, obgleich die Entladung noch merklich durchgeht.

6. Geschwindigkeit des positiven Anteils der Kanalstrahlen. Die durch das magnetische Feld hervorgebrachte Ablenkung d auf dem Schirm ist in erster Annäherung, wie sich aus der von J. J. Thomson abgeleiteten Formel ergibt, $= \frac{e}{m} \frac{H}{v} \frac{l^2}{2}$, wenn das magnetische Feld von der mittleren Stärke H auf der Strecke l sich bis zum Schirm erstreckt. Ist dann noch eine Strecke a feldfrei, so ist $d = \frac{e}{m} \frac{H}{v} \frac{l^2}{2} + a \frac{e}{m} \frac{H}{v} \cdot l$. Wenn H variiert, so läßt sich die Formel von J. J. Thomson anwenden und folgendermaßen abändern:

$$d = \frac{e}{m v} \int_0^l (l - x) H \, dx + \frac{a e}{m v} \int_0^l H \, dx.$$

Also muß bei konstantem $\frac{e}{m}$ mit abnehmender Geschwindigkeit d zunehmen.

Man kann gleichzeitig mit elektrostatischem transversalem Feld beobachten oder auch die longitudinale Beschleunigung durch ein elektrisches Feld mit der magnetischen Ablenkung kombinieren, um so gleichzeitig $\frac{e}{m}$ und v zu messen. Die Formel für letzteren Fall wollen wir a. a. O. entwickeln. Man erhält bei unserer Anordnung, solange der Druck im Entladungsraum größer als etwa 0,001 mm ist, ein Geschwindigkeitsspektrum. Je nach den Versuchsbedingungen liegt die Hauptintensität bei der maximalen Geschwindigkeit oder die Intensität ist gleichmäßig verteilt. Der maximalen Ge-

1) Die Eisenkathode war vorher 8 Stunden lang auf Rotglut erhitzt worden.

Digitized by Google

schwindigkeit entspricht $\frac{e}{m}$ angenähert $1 \cdot 10^4$, und bei Kathode aus Eisen und weiterem Durchmesser des Kanals (über 1 mm) und einer Röhrenweite von etwa 4 cm ist die Geschwindigkeit von etwa $1{,}5 \cdot 10^8$ unabhängig vom Gas und vom Kathodenfall, solange dieser größer als etwa 10000 Volt ist. Außerdem sind dann kontinuierlich geringere Geschwindigkeiten und größere $\frac{e}{m}$ vertreten, die wir aber nicht einzeln bestimmt haben, da man schwer die zugehörigen Punkte herausfinden kann. Wir beabsichtigen das später auszuführen. Bei engerer Kapillare (0,3 mm, Eisen) erhielten wir kleinere Werte der Geschwindigkeiten im Maximum etwa $1{,}3 \cdot 10^8$, die viel stärker mit dem Kathodenfall variierten und erst etwa von 20000 Volt an konstant wurden. Auch hier war sowohl v wie $\frac{e}{m}$ kontinuierlich variabel und deshalb kann man zunächst nur mit Sicherheit das Maximum von v und $\frac{e}{m}$ angeben. Die Werte sind so verteilt, daß im elektrischen Feld eine dunkle Zone zwischen dem neutralen Fleck und dem wenigst abgelenkten positiven Anteil liegt, im magnetischen keine. Daher ist, wie man leicht sieht, ein maximaler Wert von mv^2 vorhanden, während für mv dies nicht gilt. Das bedeutet gleichzeitige Variabilität von $\frac{e}{m}$ und v.

Ist dagegen das Vakuum auch im Entladungsraum hoch, wobei die Eisenkathode als Wehneltkathode intermittierend wirkt (ein anderes Material, z. B. Kalziumoxyd, wäre geeigneter gewesen), so ist $\frac{e}{m}$ und v nicht mehr kontinuierlich variabel, sondern man erhält deutlich getrennt vom neutralen Fleck einen scharfen Fleck mit $\frac{e}{m} = 10^4$ und $v = 1{,}8 \cdot 10^8$. Zwischen diesem und dem neutralen liegen noch einige undeutliche, recht schwache Helligkeiten, die aber nicht stören. Stets aber ist nach unsern Versuchen die maximale Geschwindigkeit nicht größer als aus dem Kathodenfall folgt.

Diese Versuche gehen am besten in Wasserstoff, aber auch in jedem anderen Gas, wenn die Kathode Wasserstoff enthält oder in der Röhre sich Wasserdampf befindet. In andern Gasen ist, wie schon S. 385 bemerkt, der ganze positive Anteil überhaupt schwach oder verschwindend.

7. Kanalstrahlen unter höherem Druck. Wenn der Druck im Beobachtungsraum höher als 0,02—0,03 mm ist, so werden die Erscheinungen wesentlich anders als bei niedrigeren Drucken. Ein Teil der scheinbaren Widersprüche zwischen den Ergebnissen von E. Goldstein, W. Wien, J. J. Thomson, J. Stark dürfte darauf zurückzuführen sein, daß diese Forscher bei verschiedenen Drucken beobachteten. Wir haben vorerst nur vereinzelte Beobachtungen bei höheren Drucken angestellt. Die schon vor der Kathode neutralen Strahlen kommen hierbei nicht wesentlich in Betracht, da ihre Reichweite nur klein ist (vgl. S. 385). Die Lichtemission wird dann hauptsächlich durch die aus den positiven Strahlen im Beobachtungsraum gebildeten neutralen Teile bedingt[1]), die eine erhebliche kinetische Energie erhalten und mit Gasmolekülen zusammenstoßen. Nach E. Goldstein bestehen diese Strahlen 1. aus den regelmäßigen Nebelstrahlen und 2. aus den diffusen Strahlen.

Während aber die primär gebildeten neutralen Teile mehr oder minder senkrecht zur Kathodenfläche sich bewegen, verbreitet eine große Anzahl dieser neutralen Teile sich im ganzen Beobachtungsraum nach allen Richtungen, ein anderer Teil behält die ursprüngliche Richtung der Kanalstrahlen bei. Das von den ersteren emittierte Licht ist das des Gases im Beobachtungsraum, nicht das des Wasserstoffs, aus dem der positive Anteil immer noch besteht, wie sich durch magnetische Ablenkung nachweisen läßt. Die Erscheinungen, die die positiven Kanalstrahlen bei solchen Drucken zeigen, sind also sehr ähnlich dem Verhalten der α-Strahlen von Radiumbromidkristallen in Luft bei Atmosphärendruck, wie es F. Himstedt und G. Meyer[2]) beobachtet haben.

8. Linienemission und -absorption als Temperaturerscheinung. Die Linienemission und -absorption von Dämpfen bei erhöhter Temperatur ohne elektrische Einwirkung hat zu vielfachen Experimenten und theoretischen Erörterungen Anlaß gegeben. Es sei hier nur kurz auf die Untersuchungen von Pringsheim, Wood, King, Fredenhagen, Füchtbauer, Stark u. a. und auf die Diskussion bei H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie, verwiesen. Man muß hierbei zwei Fälle unterscheiden: 1. Absorption und Emission einer Spektrallinie tritt nur bei gleichzeitiger Einwirkung von anderswelligem Licht oder verbunden mit chemischen Prozessen oder Ionisation durch direkt wirkende elektrische Vorgänge auf. In diesem Fall liegt keine Temperaturemission und -absorption vor.

1) Das läßt sich durch kontinuierliche Druckerhöhung bei gleichzeitiger magnetischer Ablenkung nachweisen.

2) F. Himstedt u. G. Meyer, Ber. Freib. nat. Ges. **16**, 13, 1907.

Digitized by Google

Das trifft für Quecksilber sicher zu; bezüglich anderer Metalldämpfe, namentlich der Erdalkalien, ist es noch eine unentschiedene Streitfrage. 2. Linienemission tritt in einem gleichförmig temperierten Raume auf. In letzterem Fall muß natürlich nach dem Gesetze von Kirchhoff auch Absorption vorhanden sein. Umgekehrt, wird Absorption einer Spektrallinie nachgewiesen, wenn nur mit dem betreffenden Licht der Linie selbst beleuchtet wird, so muß bei Temperatursteigerung Linienemission vorhanden sein. Wenn auch letztere natürlich nur bei mehr oder minder starker Temperaturungleichheit im Gas wahrgenommen werden kann, so ist die Linienemission dann doch eine reine Temperaturerscheinung. Thermodynamisch gleichgültig ist, ob gleichzeitig Ionisation oder chemische Dissoziation auftritt oder nicht. Notwendig ist nur, daß bei der Beobachtung, wenn Linienabsorption festgestellt werden soll, nicht Licht auffällt, was von dem Dampf selektiv kontinuierlich oder diskontinuierlich in einem anderen Spektralgebiet, z. B. im Ultraviolett, absorbiert wird; denn hierdurch könnte der Dampf, wie das bei Quecksilber der Fall ist, in einen Zustand versetzt werden, der Linienabsorption und -emission bedingt. Dagegen ist es natürlich nicht möglich, daß Licht von der Wellenlänge der Absorptionslinie selbst diese Linie hervorrufen würde, da das Licht nur, wenn es schon absorbiert wird, eine Wirkung hervorrufen kann. Von den *D*-Linien im Absorptionsspektrum des *Na*-Dampfes steht fest, daß sie auch dann auftreten, wenn nur homogenes *Na*-Licht einfällt, und bei den zur Erhitzung des Dampfes benutzten Eisenröhren scheint eine chemische Reaktion wohl ausgeschlossen. Bezüglich der zahlreichen anderen von Wood aufgefundenen Spektrallinien ist das, soviel ich weiß, nicht bekannt.

Für die kinetische Deutung der Linienabsorption und -emission ist hingegen wesentlich, ob chemische Dissoziation oder Ionisation gleichzeitig vorhanden ist. Für das in Linien auflösbare Bandenspektrum der Dämpfe wie Brom, salpetrige Säure usw. scheint nach Versuchen, die Herr K. Küpferer hier angestellt hat, chemische Dissoziation maßgebend zu sein. Wo diese in Gasen oder Dämpfen fehlte, war kontinuierliche selektive Absorption vorhanden. Ionisation tritt in diesen Fällen nach vorläufigen Messungen nicht merklich auf. Hingegen scheint wenigstens bei *Na*-Dampf nach den Untersuchungen von Füchtbauer, daß bei der Temperaturabsorption in Linien der Serienspektra Ionisation vorhanden sein könnte.

9. Der Temperaturbegriff bei der Lichtemission von Kanalstrahlen. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich zunächst nur auf Kanalstrahlen, sind aber wohl auch auf die Vorgänge in Geißlerschen Röhren anwendbar. Die Temperatur muß nach den Grundsätzen der kinetischen Gastheorie und den beiden Hauptsätzen der Wärmetheorie bei ungeordneter Verteilung durch die Translationsgeschwindigkeit des Moleküls bzw. Atoms gegeben sein, solange der Strahlungsdruck des Gases selbst klein gegenüber dem aus der mechanischen Energie folgenden Druck ist. Dies folgt direkt aus der Temperaturdefinition von Lord Kelvin auf Grund des zweiten Hauptsatzes, der seinerseits wieder auf dem Kreisprozeß mit einem idealen Gas beruht. Setzen wir zunächst $^1/_2 m v^2 = \alpha T$, so sehen wir, daß aus der mittleren Translationsgeschwindigkeit sich eine Temperatur ergeben würde. Wir wissen jetzt aber aus den vorhergehenden Versuchen, daß bei unsern Versuchen jedenfalls nicht der positive Teil, sondern der neutrale leuchtet. Wir dürfen also nicht mehr ohne weiteres den vollen Kathodenfall, der z. B. auf 25 cm 10000 Volt war, in Rechnung setzen, denn, wie oben gezeigt, ist der leuchtende Kanalstrahl schon im Mittel etwa 4 cm vor der Kathode neutral. Schon deswegen muß die Geschwindigkeit allerdings nur unbedeutend kleiner sein als die des positiven Anteils. Betrachten wir jetzt zur Vereinfachung nur den Vorgang im Wasserstoff, dann kann der neutrale Teil im einfachsten Fall ein neutrales Wasserstoffatom oder auch ein Wasserstoffmolekül sein. Nach den früher dargelegten Versuchen entsteht er aus dem positiven Wasserstoffatom, dessen maximale Geschwindigkeit bei obigen Versuchsbedingungen $1{,}8 \cdot 10^8$ war. Es wird nicht der ganze Kathodenfall durchlaufen, ferner kommt wahrscheinlich ein Elektron von nicht unerheblicher entgegengerichteter Geschwindigkeit hinzu. Wir werden also die Geschwindigkeit des neutralen Teils, der aus der Kathode kommt, kleiner als $1{,}8 \cdot 10^8$, vielleicht rund $1 \cdot 10^8$ setzen dürfen. Diese im Vergleich zum positiven Strahl geringere Geschwindigkeit entspricht auch der stärkeren Absorption des neutralen Strahls, verglichen mit der des positiven (S. 385).

Der neutrale Kanalstrahlteil leuchtet aber, nach unseren Versuchen zu urteilen, nicht infolge seiner Translationsgeschwindigkeit oder einer selbständigen Dissoziation, wie früher angenommen wurde; denn eine selbständige Dissoziation des neutralen Licht emittierenden Strahls, im hohen Vakuum unter 0,001 mm konnten wir nicht feststellen und im hohen Vakuum, also ohne Zusammenstöße mit Gasmolekülen, leuchtet der Strahl nicht, wie das J. Stark auch schon angenommen hat. Man kann also jetzt nur noch zwei Hypothesen

Digitized by Google

machen: 1. Bei den Zusammenstößen des neutralen Strahls mit ruhenden Gasmolekülen findet eine Ionisation des ruhenden oder bewegten Atoms, ein Abspalten eines negativen Elektrons statt, und bei dieser Ionisation oder bei der sehr bald darauf stattfindenden Molisierung tritt erst Lichtemission ein.

2. Das neutrale Kanalstrahlatom oder -molekül stößt mit einem ruhenden Molekül zusammen. Hierbei setzt sich die äußere translatorische Energie teilweise in innere um und auch ruhende Gasatome erhalten eine beliebig gerichtete, immerhin nach den Photogrammen von F. Paschen auf weniger als $1 \cdot 10^5$ cm/sec zu schätzende Geschwindigkeit und entsprechende kinetische Energie.

Nach beiden Annahmen wird also ein erheblicher Teil der ursprünglichen translatorischen Energie in innere verwandelt. Die gerichtete mittlere Geschwindigkeit, diejenige der maximalen Intensität, muß nach den Stoßgesetzen weniger als $\sqrt{2}$ der ursprünglichen, die wir oben gleich $1 \cdot 10^8$ gesetzt haben, betragen. Diese Überlegung muß auch dann gelten, wenn man die bewegte Intensität als von positiven Strahlen ausgehend betrachtet. Das stimmt zu den Werten, die J. Stark, F. Paschen, M. Wien, B. Strasser und H. Rau aus dem Dopplereftekt an Wasserstoff, Helium, Stickstoff berechnet haben. Es muß notwendig die aus dem Dopplereffekt berechnete Geschwindigkeit kleiner sein als die aus dem Kathodenfall.

Mag man aber den Stoß der neutralen oder positiven Teile auf ruhende Gasmoleküle, das Leuchten von beiden bewirkt, nach der ersten Annahme durch die Molisierung, durch das Heranziehen und Binden des negativen Elektrons an das positive Ion oder nach der zweiten Annahme sich rein mechanisch denken, so kann man gleichwohl folgendes über die Verteilung von äußerer und innerer Energie schließen.

Bei geradem Stoß wird der maximale Verlust an kinetischer Energie eintreten. Doch müßte, wenn hier die Gesetze des gewöhnlichen elastischen Stoßes gelten würden, auch eine geringere Geschwindigkeit und damit eine Wellenlängenverschiebung in entgegengesetzter Richtung vorhanden sein. Das ist nach den Beobachtungen nicht der Fall. Also findet nur eine Erschütterung des bewegten Kanalstrahlteils und eventuell des ruhenden Moleküls statt. Die Zusammenstöße bei hohen Temperaturen bzw. bei der Molisierung scheinen also Vorgänge ganz anderer Art zu sein, über die wir vorläufig noch nichts aussagen können. Nur das folgt aus den Versuchen, daß die gerichtete Translationsgeschwindigkeit an sich noch gar kein Leuchten bewirkt und keiner bestimmten Temperatur entspricht. Es müßte erst durch Zusammenstöße die Verteilung der Geschwindigkeiten auf die innere Energie bewirkt sein. Hierbei wird auch bei einatomigen Gasen, wie Quecksilber, ein sehr erheblicher Teil der translatorischen Energie in innere Energie, die erst das Leuchten bewirkt, verwandelt. Es muß also bei hohen Temperaturen $\frac{c_p}{c_v}$ für einatomige Gase kleiner als der theoretische Wert werden. Diese innere Energie erschöpft sich im Fall der Kanalstrahlen bald durch Ausstrahlung und muß durch Zusammenstöße bzw. Ionisation und Molisierung wieder zurückgewonnen werden. Dies gilt in allen Fällen, bei denen das betreffende Gas nicht durch strahlende oder spiegelnde Wände derselben Temperatur begrenzt ist. Dieser Verlust an innerer Energie wird um so rascher vor sich gehen, je dünner die strahlende Gasschicht ist. Die innere Energie des Atoms könnte also jedenfalls nur im ersten Moment nach dem Zusammenstoß der äußeren entsprechen. Außerdem kann, wenn auch keine Ausstrahlung stattfinden würde, höchstwahrscheinlich aber erst nach vielen Zusammenstößen die innere Energie wirklich der äußeren entsprechend verteilt sein, also so wie es einem Temperaturgleichgewicht zukäme. Deshalb wird bei Kanalstrahlen nicht entfernt, und in Geißlerschen Röhren, wo das Gas viel dichter und die Translationsgeschwindigkeit erheblich kleiner, doch nur angenähert die Strahlungstemperatur der Translationsgeschwindigkeit bzw. äußeren kinetischen Energie entsprechen können. Wenn wir annehmen, daß dies der Fall wäre, so wäre der Ansatz zur Berechnung der Temperatur aus der Grundgleichung $^1/_2 m v^2 = \alpha T$; $v_1^2 : v_0^2 = T_1 : T_0$. Aus den Messungen des Dopplereffekts kennen wir v_1 für Kanalstrahlen in Wasserstoff bei 10000 Volt Kathodenfall, etwa gleich $3 \cdot 10^7$. Da v_0 für das Wasserstoffmolekül gleich $1{,}8 \cdot 10^5$ bei 0^0 C ist, so folgt für die Temperatur des leuchtenden Wasserstoffatoms aus der translatorischen Energie rund $5 \cdot 10^6$ Grad. Diese Temperatur entspricht aber, wie gesagt, nicht der Strahlungstemperatur und wir können vorläufig nur sagen, daß die „schwarze" Strahlungstemperatur ganz erheblich kleiner sein muß. Bezüglich des Verhältnisses äußerer zu innerer kinetischer Energie eines einatomigen Gases läßt sich nur so viel sagen, daß die schon bei gewöhnlicher Temperatur vorhandene kontinuierliche Absorption des *Hg*-Dampfes im Ultraviolett mit steigender Temperatur eine Emission und demgemäß einen zunehmenden Vorrat an innerer kinetischer Energie der gebundenen Elektronen, der bei gewöhnlicher Temperatur in diesem Fall praktisch

Digitized by Google

null ist, bedingen muß. K. Kilchling und der Verf.[1]) glauben das Vorhandensein innerer kinetischer Energie der gebundenen Elektronen aus Versuchen über die Absorption fester Körper für diese folgern zu können. Ob dagegen die Linienabsorption und -emission im sichtbaren Gebiet allmählich oder plötzlich in notwendigen Zusammenhang mit Ionisation oder ohne einen solchen auftritt, läßt sich nicht entscheiden. Beobachtungen an Geißlerschen Röhren führten den einen von uns zu keinem Ziel; denn hier lassen sich die elektrischen Erscheinungen von den Temperaturwirkungen nicht trennen.

1) K. Kilchling u. J. Koenigsberger, l. c.

(Eingegangen 11. April 1910.)

Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens[1]).

Von H. Ebert und K. Kurz.

Schon bald, nachdem durch die Arbeiten von J. Elster und H. Geitel in die luftelektrische Forschung ein neues wichtiges Element eingeführt worden war: die Frage nach der Ionenführung der Atmosphäre, zeigte sich, daß dieses neue luftelektrische Element mindestens von derselben Variabilität ist, wie das früher schon bekannte des atmosphärischen Spannungsgefälles, bezüglich dessen man sich schon in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts zur Registrierung entschlossen hatte, um die Gesetze seines zeitlichen Verlaufes zunächst am gleichen Beobachtungsorte genauer verfolgen zu können.

Demnach mußte es von Wichtigkeit erscheinen, Methoden ausfindig zu machen, um auch für die luftelektrische Zerstreuung eine fortlaufende Aufzeichnung zu gewinnen. Einen praktischen Vorschlag zu derartigen Registrierungen verdanken wir zuerst A. Sprung[2]). Von G. Lüdeling[3]) sind mit der nach verschiedenen Richtungen hin verbesserten Sprungschen Anordnung mittels des Benndorfschen mechanisch registrierenden Elektrometers Zerstreuungen im Jahre 1904 aufgezeichnet worden. Aber die Messungen konnten nur relative Werte liefern, wie der Autor hervorhebt, der die getroffene Einrichtung selbst als eine zunächst provisorische bezeichnet.

1) Auszug aus der als Abhandlung der Kgl. Bayerischen Akademie d. Wiss. math.-physikal. Klasse, XXV. Band, 2. Abhandlung, 1909 erschienenen gleichnamigen Arbeit.

2) A. Sprung, diese Zeitschr. 5, 328, 1904.

3) G. Lüdeling, diese Zeitschr. 5, 447, 1904.

Überhaupt mußte man sich alsbald darüber klar werden, daß die Angaben derartiger Zerstreuungsapparate einschließlich des von Elster und Geitel angegebenen, leicht transportablen und für erste qualitative Orientierungen auf dem neu erschlossenen Gebiete höchst wertvollen Instrumentariums, keine einfachen und direkten Beziehungen zu denjenigen Größen aufweisen, welche für die Ionen und den Ionisierungszustand eines Gases der Theorie nach tatsächlich maßgebend sind, worauf H. Schering[1]) zuerst hingewiesen hat. Je nach der verwendeten Leiteranordnung und der benutzten Spannung können dabei verschiedene Fälle vorliegen; dieselben laufen in zwei Extreme aus, welche besonders einfache und klare Beziehungen zu den den Ionisierungsprozeß definierenden Größen aufweisen:

1. Die Ladespannung ist niedrig, das Feld zwischen den Elektroden so schwach, daß sein Hinzutreten den Ionisierungszustand nicht merklich ändert. Alsdann fließt durch jede geschlossene Fläche, die man sich um die Elektrode herum gelegt denkt, pro Zeiteinheit dieselbe Elektrizitätsmenge, und diese ist für jede Stelle proportional der Raumdichte der Ladung daselbst und der Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen; diese letztere ist aber wieder proportional der Feldkraft $\mathfrak{E}$; der Proportionalitätsfaktor ist die spezifische Wanderungsgeschwindigkeit v. Der „Strom" ist also der Feldkraft selbst proportional, es herrscht sog. „freier Strom", für welchen das Ohmsche Gesetz gilt. Die in dieser Weise gewonnenen Zerstreuungsmessungen geben ein Maß für das polare Leitvermögen.

2. Die Ladespannung ist hoch, das Feld so stark, daß alles, was pro Zeiteinheit in dem Ionisierungsraume im Kubikzentimeter an Ionen gebildet wird oder in diesen an solchen eintritt, gegen die Elektrode bzw. gegen die Wände getrieben wird, ehe im Felde ein Verschwinden durch Wiedervereinigung, Molisierung, möglich wird. Es herrscht „Sättigungsstrom". Man mißt hierbei die Elektrizitätsmenge, welche in dem Augenblicke der Beobachtung in dem Ionisierungsraume in Form freibeweglicher Ladungen vorhanden war.

H. Schering[2]) hat unter Benutzung „freier Ströme" ein Verfahren ausgearbeitet, welches zur Registrierung der elektrischen Leitfähigkeit in der Atmosphäre geeignet ist. Wir haben Registrierungen für die beiden eben skiz-

1) H. Schering, Inaug.-Diss. Göttingen 1904.

2) H. Schering, Gött. Nachr., Math.-phys. Kl., S. 201, 1908.

Digitized by Google

zierten Fälle durchgeführt. (Zwischen diesen Extremen liegen die Fälle der „ungesättigten Strömungen", welche kompliziertere und wenig übersichtlichere Fälle darstellen.) Die von uns nach dem unter 1. angegebenen Verfahren durchgeführten Registrierungen decken sich also mit den Scheringschen Untersuchungen; wir haben das Hauptgewicht aber auf die nach 2. bei Sättigungsstrom erhaltenen Werte gelegt, welche auch bei weitem die längste Dauer unserer Aufzeichnungen in Anspruch nahmen. Hierbei kam es uns zunächst weniger darauf an, lange zusammenhängende Registrierungen zu erhalten, als vielmehr die Bedingungen und die Gesetze der Ionenführung der untersten, dem Erdboden unmittelbar anliegenden Schichten genauer festzustellen. Daß wir die Zerstreuungsbestimmungen an der Grenzschicht zwischen Erdboden und Luftmeer vorgenommen haben, hatte seinen Grund in einer Reihe von Ergebnissen neuerer luftelektrischer Messungen, die darauf hindeuten, daß gerade diese Schichten von besonderer Bedeutung für den Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre sind. Ist es doch seit den grundlegenden Arbeiten von Elster und Geitel unzweifelhaft geworden, daß der Hauptionisator der Atmosphäre in Form von Emanationen und der mehr oder weniger durchdringenden Strahlungen der im Untergrunde vorhandenen radioaktiven Elemente dem Erdboden entstammt. Ferner ist der große Ionenreichtum der Bodenluft gegenüber der Freiluft wiederholt und an den verschiedensten Erdorten festgestellt worden. In der genannten Grenzschicht findet sich also ein großes Gefälle der Ionendichte. Hier müssen sich daher alle jene Transpirationsprozesse abspielen, die zuerst Zeleny[1]), dann Simpson[2]), Ebert und L. Endrös[3]) experimentell studiert haben, und welche von Ebert zur Erklärung der Aufrechterhaltung des erdelektrischen Feldes mit herangezogen wurden. Gerade über die quantitative Bedeutung dieses Faktors in der Natur hatten sich Meinungsverschiedenheiten herausgebildet[4]). Es war daher von Wichtigkeit, seinen Einfluß in einem speziellen Falle festzustellen. Hierzu waren gelegentliche Stichproben nicht ausreichend. Alle meteorologischen Faktoren, welche einen Anhub der auf dem Boden lastenden Luftschichten und die Ausbildung aufsteigender Luftströme bedingen, müssen auf diesen Prozeß einen Einfluß ausüben, da der Boden im allgemeinen vollkommen luftdurchlässig, und daher der Übertritt von Bodenluft mit ihren Emanationen und Ionen in das Luftmeer ein durchaus wechselnder ist. A. Daunderer[1]) hat für dieses Aus- und Eintreten von Bodenluft den Ausdruck „Bodenatmung" eingeführt, der uns sehr zweckmäßig gewählt erscheint, und der daher von uns im weiteren beibehalten werden soll.

Aus den genannten Gründen haben wir die Registrierungen unmittelbar am Erdboden vorgenommen. Die Berechnung der Ionenerzeugung in unmittelbarer Nähe des Bodens zeigt das tatsächliche Vorhandensein eines großen Gefälles der Ionendichte in dem untersuchten Gebiete.

Methode und Anordnung.

Da es uns hier im wesentlichen darauf ankam, den Elektrizitätsausgleich zwischen der Erdoberfläche und den derselben unmittelbar anliegenden Luftschichten unabhängig von dem luftelektrischen Spannungsfelde der Atmosphäre zu studieren und insbesondere der Frage näher zu treten, ob aus dem Erdboden selbst geladene Partikelchen in den Luftraum übertreten, so gaben wir schließlich unserer Anordnung die durch die schematische Skizze Fig. 1 erläuterte Form:

Eine größere ebene horizontale, gut isolierte Platte P (in der definitiven Ausführung von den Dimensionen 20×30 cm^2) ist dem Erdboden E in wenigen Zentimetern Abstand frei gegenübergestellt; unten ist das lockere Kiesmaterial des Untergrundes angedeutet, darüber eine Sandschicht mit ihren Kapillaren; die Platte wird von dem mit Natriumtrocknung versehenen großen „Gockelisolator"[2]) J gehalten und ist durch die Zuleitungen Z dauernd mit einem Quadrantenpaare Q_1 eines Elektrometers verbunden, dessen Nadel N und anderes Paar Q_2 unter Zwischenschaltung eines Kommutators C mit dem einen Pole einer Hochspannungsakkumulatorenbatterie B verbunden ist; der andere Pol der Batterie ist an Erde gelegt. Die Platte P, alle Zuleitungen Z, sowie das Elektrometer selbst sind durch Schutznetze S und geeignete Schutzkästen aufs sorgfältigste vor jeder äußeren Influenzwirkung geschützt. Allstündlich wird durch ein Uhrwerk automatisch die Zuleitung zur Platte bei b für

1) J. Zeleny, Phil. Mag. (5) **46**, 120, 1898.
2) G. C. Simpson, Phil. Mag. (6) **6**, 589, 1903.
3) H. Ebert, diese Zeitschr. **5**, 135, 1904.
4) Vgl. G. C. Simpson, diese Zeitschr. **5**, 325 und 734, 1904; vgl. dazu H. Ebert, **5**, 499, 1904 und **6**, 825, 1905. Ferner: H. Gerdien, ebenda **6**, 647; vgl. dazu H. Ebert **6**, 828, 1905.

1) A. Daunderer, Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung. Inaug.-Diss. der techn. Hochschule, München 1908, S. 27. Vgl. auch diese Zeitschr. **8**, 281, 1907 und **10**, 113, 1909.
2) A. Gockel, diese Zeitschr. **6**, 328, 1905.

Digitized by Google

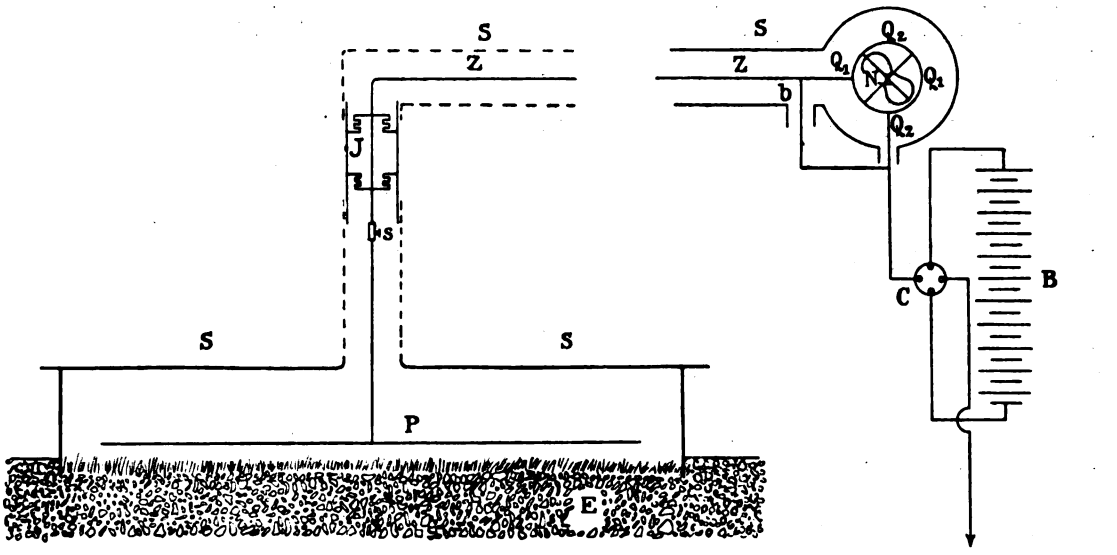


Fig. 1.

einige Minuten mit der Spannungsquelle in Verbindung gesetzt und dadurch der Lichtzeiger der photographischen, zum Elektrometer gehörigen Registriervorrichtung auf die Ruhelage zurückgebracht. Alsbald wird dieser Kontakt bei *b* aber wieder gelöst und die Platte sich selbst überlassen. Unter der Wirkung der durch das künstliche Feld zwischen *P* und *E* herangezogenen Ionen (und der nie ganz zu vermeidenden Verluste über die isolierenden Stützen hinweg und der Ausgleiche zwischen den geladenen Teilen und den geerdeten Schutzhüllen in der daselbst befindlichen ionisierten Luft) erniedrigt sich die Spannung auf *P* und der Lichtzeiger wandert, durch seine Bewegung gewissermaßen über die während einer Stunde „zerstreute" Elektrizitätsmenge integrierend; auf der Registrierwalze erscheinen Striche, deren Länge das Maß für die pro Stunde neutralisierte Elektrizitätsmenge selbst bildet. Wird die Ladespannung so hoch (gewöhnlich 120 oder 60 Volt bei nur 5 cm Plattenabstand) gewählt, daß sicher auch am Ende einer Stunde, wo die Neuaufladung einsetzt, noch Sättigungsstrom besteht (was durch besondere Versuche festzustellen ist), so tragen zu dem registrierten Zerstreuungseffekte alle Ionen von dem der Ladung entgegengesetzten Vorzeichen bei, welche in der Stunde innerhalb des Raumes *EP* gebildet wurden oder in diesen eindrangen.

Um die Ladungsverluste über die Stützen und nach den Schutzhüllen hin gesondert bestimmen zu können, läßt sich die Platte bei *s* von den Zuleitungen *Z* losschrauben; zwischengeschaltete Registrierungen geben dann Aufschluß über diese Verluste.

Bestimmt man dann noch die Spannungsempfindlichkeit des Instrumentes, sowie die Kapazität *C* des gesamten, aus Elektrometer, Zuleitungen und Platte bestehenden Systems und die Kapazität *c* des Systems bis zur Trennungsstelle *s* hin, also ohne Platte, so kann man aus der Länge der während je einer Stunde registrierten Wege des Lichtzeigers auf die an der Platte neutralisierten Elektrizitätsmengen in absolutem Maße schließen.

Könnte man mit einer solchen Platte eine ganze Landschaft überdecken, so würden die erhaltenen Werte nicht nur einen qualitativen Anhalt über die Art des Ionenaustausches zwischen Boden und darüberliegendem Luftraume ergeben, sondern sie würden auch die Höhe des durch diesen Austausch tatsächlich übermittelten Betrages an Elektrizität seiner Quantität nach übersehen lassen.

Das Experiment, wie wir es wirklich ausführen können, muß aber weit hinter diesem Ideale zurückbleiben; wir vermögen aus praktischen Gründen kaum größere als einen Quadratmeter überdeckende Platten zu verwenden. Dann müssen aber die erhaltenen Werte kleiner als jene ausfallen, mit denen sich bei dem Ionenaustausche zwischen Boden und Luftmeer ein Quadratmeter tatsächlich in der Natur beteiligt. Denn da wir eine Kommunikation der Luft durch die Schutznetze *S* Fig. 1 hindurch zulassen müssen, so werden sowohl Ionen wie Ionen erzeugende Emanationen, welche aus dem Boden aufsteigen, durch jeden Luftzug zerstreut und emporgehoben, ohne daß sie dem künstlichen Felde zwischen *P* und *E* zu eigen würden. Es ist daher von vornherein

Digitized by Google

nicht anders zu erwarten, als daß die gewonnenen Registrierungen nur einen Anhalt über den allgemeinen Verlauf dieses wichtigen erdelektrischen Elementes geben werden, seine Abhängigkeit von den meteorologischen Faktoren, der Jahres- und Tageszeit, daß aber die erhaltenen Absolutwerte weit hinter denen zurückstehen, welche in der Natur selbst anzunehmen sind.

Nach bisherigen Erfahrungen war eine nicht unerhebliche Unipolarität in der Zerstreuung zu erwarten, deren Vorhandensein zwar wiederholt und zum Teil sehr energisch angezweifelt worden ist, deren direkter Nachweis aber augenscheinlich für das ganze Problem des Elektrizitätshaushaltes des Systems: Erde-Luftmeer von großer Wichtigkeit sein mußte. Damit hierbei eine solche Unipolarität nicht etwa durch das Erdfeld nur „vorgetäuscht" wurde, mußten die Versuche an einem Orte angestellt werden, der nach dieser Richtung hin die weitestgehenden Garantien bot. Als überaus günstiges Versuchsfeld erwies sich der dem Terrain der technischen Hochschule in München durch Ankauf 1905 angegliederte sog. Ostermaiersche Garten, ein Terrain, welches rings von hohen Gebäuden umgeben und mit stattlichen Bäumen bepflanzt ist. Unter diesen ließ sich mit dem Exnerschen Instrumentarium für Potentialmessungen keine Spur des Erdfeldes mehr nachweisen, so daß die Bodenschicht als völlig störungsfrei gelten kann. Aber auch die meteorologischen Niederschläge mußten von der Anordnung ferngehalten werden. Wir entschlossen uns daher, die Plattenanordnung durch eine luftige, aber regen- und schneesichere Hütte zu überbauen.

Da es uns wesentlich mit auf den eben erwähnten Nachweis ankam, daß tatsächlich aus dem Erdboden Elektrizitätsmengen mit einem Überschusse an positiven Ionen hervortreten, so war zunächst eine Anordnung von Vorteil, bei der zwei Platten mit ihren Zuleitungen an die beiden Quadrantenpaare desselben Elektrometers angeschlossen waren. Denn dadurch war nicht nur die Möglichkeit geboten, durch Benutzung bald der einen bald der anderen Platte Einseitigkeiten und Zufälligkeiten der Anordnung bis zu einem gewissen Grade zu eliminieren, sondern vor allem auch die Möglichkeit einer Differentialschaltung der einen, + geladenen Platte gegen die andere, — geladene; gerade bezüglich des genannten Überschusses und seines zeitlichen Verlaufes war hierdurch ein direktes Urteil zu gewinnen.

Endlich kam es uns darauf an, über die oben erwähnte „Bodenatmung" nähere Auskunft zu erhalten. Wir haben die Platten daher in flache, aber vertiefte Gruben von je $30 \times 40 \times 10$ cm^3 eingelassen, an deren Boden der Untergrund direkt zutage trat, und in der unmittelbaren Umgebung das Austreten von Bodenluft dadurch verhindert, daß wir den Boden der Beobachtungshütte mit einer Schicht von Stampfbeton bedeckten. Dadurch wird augenscheinlich der Effekt einer eventuellen Bodenatmung künstlich gesteigert. Denn die Humusschicht wird im allgemeinen einen größeren Widerstand darbieten als die von größeren Hohlräumen, Gängen und Lücken durchsetzten Gerölle und Geschiebe des Untergrundes. Namentlich wenn durch Regen die Durchlässigkeit des Bodens in der Umgebung der Hütte infolge des Verschlusses, den dabei die Erdkapillaren erfahren, stark herabgesetzt ist, wird die Bodenluft, etwa bei sinkendem Luftdrucke vorwiegend durch die künstlichen Öffnungen in der Betondecke ihren Weg nehmen; diese erinnern dann im kleinen an die „blasenden Brunnen", welche Ed. Sarasin[1]) in luftelektrischer Hinsicht untersuchte. Es ließ sich zeigen, daß bei diesem rascheren Ausströmen der Bodenluft in die Atmosphäre die Zerstreuungswirkung herabgesetzt wird; dieselbe wird gesteigert, wenn die Bodenluft durch eine weniger durchlässige Schicht aufgehalten und gezwungen wird, unter dieser Decke längere Zeit zu stagnieren. Es tritt dann außerdem eine eigentümliche „Diaphragmenwirkung" hinzu, wie sie bei den Versuchen von H. Ebert[2]) zum Nachweise verwendet wurde, daß tatsächlich von ionisierter, durch enge Kanälchen streichender Luft positive Ladung in die Umgebung hinausgetragen, negative Ladung im Diaphragma selbst zurückgelassen wird. Wir haben diese Diaphragmenwirkung, wie sie in der Natur offenbar der Humusschicht und der Vegetationsdecke zukommt, direkt der aus dem Boden austretenden Luft gegenüber durch Sanddiaphragmen nachweisen können.

Wie man sieht, war die ganze Anordnung zunächst mehr darauf angelegt, die maßgebenden Faktoren erst einmal experimentell festzulegen, als die in der Natur selbst sich abspielenden Vorgänge durch die Registrierungen darzustellen. In diesem Sinne sind auch die erhaltenen Beziehungen zu den meteorologischen Elementen aufzufassen.

Wir müssen uns an dieser Stelle wegen des zur Verfügung stehenden Raumes darauf beschränken, Auswahl und Prinzip der Methode anzugeben. Die Beschreibung der definitiven Anordnung mit allen Einzelheiten, Platten-

1) Ed. Sarasin, diese Zeitschr. **6**, 708, 1905.
2) H. Ebert, diese Zeitschr. **5**, 135, 1904.

Digitized by Google

anordnung, Ladevorrichtung, Elektrometer und Registriereinrichtung, auch die Eichung der Meßanordnung und die Auswertung der Registrierkurven muß der Hauptarbeit entnommen werden, in der Hütte und Registriervorrichtungen im Auf- und Grundriß und in einzelnen Teilen durch Figuren erläutert sind.

Beobachtungsergebnisse und Diskussion.

1. Zusammenstellung des Gesamtmateriales. Die Beobachtungszeit zerfällt in zwei längere, durch zusammenhängende Beobachtungen erfüllte Perioden: eine vom 23. April bis zum 17. August 1908 reichende Sommerperiode und eine zweite, vom 16. Dezember 1908 bis zum 8. März 1909 reichende Winterperiode. — Die Verarbeitung des Materials geschah in der Weise, daß für jede Beobachtungsstunde die an den Platten neutralisierten Elektrizitätsmengen in C.G.S.-Einheiten berechnet und in der Hauptarbeit tabellarisch zusammengestellt wurden. Dabei wurde natürlich bei allen Werten der durch Isolationsmängel usw. bedingte Verlust in Rechnung gebracht, so daß die im weiteren gegebenen Zahlen direkt die pro Stunde an den 20×30 cm² großen, einer Bodenfläche von 30×40 cm² gegenüberstehenden Platten neutralisierten Elektrizitätsmengen darstellen. Die Stundenwerte sind dann einmal für jeden einzelnen Tag zu Mittelwerten vereinigt worden: Tagesmittel, zweitens auch für jede Tagesstunde einer Beobachtungsperiode: Stundenmittel. Die Zusammenstellung der Werte zu Stundenmitteln geschah in doppelter Weise: Einmal unter Benutzung sämtlicher vorhandener Werte, dann unter Auswahl derjenigen Tage, an denen die Registrierung lückenlos war, an denen sich also von Mitternacht bis Mitternacht die Zerstreuungen ohne Unterbrechung aufgezeichnet hatten.

Weiter sind in beiden Registrierperioden die Stundenmittel für beide Vorzeichen zu den Größen $Q = E_+ - E_-$ der Differenz der beiden Ionenarten in E.S.E. pro Stunde, und zu $q = E_+/E_-$, dem Verhältnis der beiden Arten zusammengefaßt. Auch für die Haupttagesmittel sind diese Größen gebildet. Auch hier ist einmal für die aus sämtlichen registrierten Werten erhaltenen Stundenmittel Q und q gebildet worden, dann auch für die bei den lückenlosen Tagesregistrierungen erhaltenen Mittelwerte.

Die Sommerregistrierungen (erste Registrierperiode) gruppieren sich um einen Zerstreuungswert von rund 2 el. stat. Einheiten pro Stunde, die Winterregistrierungen (zweite Registrierperiode) um einen solchen von rund 3 Einheiten. Der Unterschied ist nicht durch die Jahreszeit bedingt, sondern dadurch, daß bei der zweiten Registrierperiode mit einem anderen Oberflächenmateriale gearbeitet wurde. Die Zahlen beider Perioden sind also nicht unmittelbar miteinander vergleichbar. Durch zwischengeschaltete gelegentliche Registrierungen mit dem früher benutzten Bodenmateriale während der zweiten Registrierperiode haben wir uns davon überzeugt, daß im Winter unter gleichen äußeren Umständen im Mittel auch Zerstreuungswerte von derselben Größenordnung, in unserem Falle also von 2 el. stat. Einheiten erhalten werden.

Des Folgenden wegen wird es von Wichtigkeit sein, das erhaltene Gesamtresultat schon hier in etwas anderer Form noch auszusprechen.

Ionenbildend können in unseren Bodeneinsenkungen im ganzen drei Agenzien wirken:

a) die von der Erdsubstanz ausgehende, sog. „durchdringende Strahlung"; sie wird erst durch eine Bleischicht von 3 cm Dicke auf die Hälfte ihrer Wirksamkeit herabgedrückt. Im Durchschnitt fand man für sie in der Nähe der Erdoberfläche eine Intensität, die dadurch charakterisiert ist, daß sie rund 10 Ionen beiderlei Zeichens pro cm³ und sec zu bilden imstande ist;

b) die aus dem Erdboden empordringenden Emanationen; die unter a und b genannten Agentien bilden überall und jederzeit ebenso viele +- wie —-Ionen;

c) endlich können auch bereits gebildete Ionen in die Bodenöffnungen eintreten; ihnen allein kann eine Unipolarität, wenn sie beobachtet wird, zugeschrieben werden.

Von den Agenzien a und b kann man annehmen, daß sie in dem ganzen, die Zerstreuungsplatten umgebenden Raume von $30 \times 40 \times 10 = 12000$ cm³ Inhalt gleichmäßig zur Geltung gelangen; denn die durchdringende Strahlung wird durch die nur 0,1 cm dicken verzinkten Eisenplatten kaum merklich aufgehalten, die Emanationen zerfallen auf ihrem Wege um die Platten herum ihren Halbwertzeiten entsprechend und sind daher auch oberhalb der Platten, dort wo sie in die Atmosphäre übertreten, jedenfalls noch von genügender Wirksamkeit, um auch hier noch Ionen zu erzeugen. Nur von den aus dem Boden direkt austretenden Ionen wird man annehmen müssen, daß sie sogleich dem elektrischen Felde um den Zerstreuungskörper herum verfallen. Dafür treten aber auch von oben her aus der Freiluft Ionen ein und es wird Aufgabe der folgenden Auseinandersetzungen sein, zu zeigen, daß die von unten her eindringende Ionenmenge die größere ist. Immerhin wird

Digitized by Google

man sehen, daß der Fehler nicht groß ist, den man begeht, wenn man annimmt, daß der ganze die Platten umgebende Raum gleichmäßig ionisiert werde. Alsdann kann man aber ausrechnen, wie viele Ionen pro cm^3 und sec in den Bodenöffnungen gebildet werden bezw. pro Raum- und Zeiteinheit in diese eintreten. Mit Zugrundelegung der oben erwähnten Mittelwerte ergeben sich:

$$\frac{2 \cdot 10^{10}}{12 \cdot 10^3 \times 3600 \times 4{,}6} = 100 \text{ bzw.}$$

$$\frac{3 \cdot 10^{10}}{12 \cdot 10^3 \times 3600 \times 4{,}6} = 150 \text{ Ionen pro } cm^3 \text{ und sec.}$$

Durch diese Zahl wird die Intensität der ionisierenden Agenzien gemessen, falls in dem Ionisierungsraum „Sättigungsstrom" herrscht. Daß dies der Fall war, wurde auf verschiedene, in der Hauptarbeit im einzelnen ausgeführte Arten festgestellt. Von Wichtigkeit war hierbei natürlich auch der Nachweis einer genügenden Homogenität des elektrischen Feldes in unserem Zerstreuungsraume.

Für die Beurteilung und die Bedeutung der eben mitgeteilten Zahlen ist die Frage nicht ohne Belang, ob man die Luft in den hier benutzten Gruben als stagnierend oder als bewegt anzusehen hat. Es ist ohne weiteres klar, daß die Luft hier nicht dieselbe Bewegungsfreiheit besitzt, wie etwa die Luft über dem Erdboden in der freien Atmosphäre, bei welcher aus dem Erdboden dringende Emanationen und Ionen durch Luftströmungen im allgemeinen unmittelbar entführt und verteilt werden, so daß ihre Wirkungen nicht lokalisiert bleiben.

Auf der anderen Seite hat die Luft aber hier auch nicht jene Abgeschlossenheit, wie in größeren Höhlen oder Kellern, in der eine Ansammlung von Emanation und Ionen und eine völlige Stagnation des Luftaustausches mit der äußeren Atmosphäre eintreten kann. Die vorliegenden Verhältnisse entsprechen vielmehr einem mittleren Zustande, der zwischen den beiden Extremen mitten inne liegt. Damit stimmt nun auch die eben durchgeführte Berechnung. Wir fanden, daß in den Gruben bei den Winterregistrierungen 150 Ionen pro cm^3 und sec gebildet worden. In § 3 wird gezeigt werden, daß in der Bodenluft selbst pro cm^3 und sec etwas mehr als 300 Ionen gebildet werden. Die Luft, welche unsere Zerstreuungskörper umgab, hält also in der Tat etwa die Mitte zwischen der Luft, welche in den Erdkapillaren eingeschlossen ist und der Freiluft in der je nach Örtlichkeit und Jahreszeit 20 bis 50 Ionen in gleicher Zeit und Raumeinheit entstehen.

Dieser Umstand ist von Wichtigkeit, namentlich mit Rücksicht auf die Aussonderung eines Überschusses an positiven Ionen bei dem Passieren aktivierter Luft durch die Kapillaren des Untergrundes. G. C. Simpson hat gezeigt (vgl. oben S. 390), daß bei einem solchen Transpirationsprozesse jener Effekt nur dann zustande kommen kann, wenn Unterschiede der Ionisation in den beiden Gebieten, wenn ein Ionisationsgefälle besteht zwischen dem Gebiete, in dem die Luft durch die Hohlräume streicht und demjenigen, in das die Luft übertritt. Dies ist an der freien Erdoberfläche in hohem Maße der Fall, denn es geht aus zahlreichen Untersuchungen hervor, daß in der Bodenluft, selbst in den obersten Schichten des Erdreiches, die Ionisation eine viel lebhaftere ist, als in der der Erdoberfläche unmittelbar benachbarten untersten Schicht des Luftmeeres. Dagegen kann in Höhlen und Kellern, in denen die Luft vollkommen stagniert, dieser Prozeß ganz abgestellt sein. Denn hier wird sich mit der Zeit ein vollkommener Gleichgewichtszustand herausbilden müssen zwischen der Bodenluft und der Keller- oder Höhlenluft. In dieser reichern sich schließlich die Emanationen und ihre strahlenden Zerfallsprodukte derartig an, daß die Ionisation von gleicher Größenanordnung wie im umgebenden Erdreiche wird.

Ähnliches würde auch in der freien Atmosphäre eintreten müssen, wenn die Emanationen beständige Gase wären. Dann würde sich ein Gleichgewichtszustand ähnlich wie für die anderen Konstituenten der Atmosphäre herausbilden, ein Grenzzustand, der jenen Transspirationseffekt und seine Folgen zum Stillstande bringen müßte. Nun zerfallen die Emanationen aber tatsächlich, die Wirkungen ihrer Zerfallsprodukte klingen ab, daher bleibt das Ionisationsgefälle bestehen, solange der Erdboden noch reicher an radioaktiven Substanzen ist als das Luftmeer und daher bleibt auch jener Prozeß im Gange, der imstande ist, sicherlich einen Teil des normalen elektrischen Feldes gegenüber der ausgleichenden Wirkung des normalen Ionenstromes zu unterhalten.

Für unseren vorliegenden Fall ergibt sich aber aus diesen Betrachtungen, daß die Zerstreuungswerte, welche an unseren Platten erhalten werden können, namentlich aber die Werte des Überschusses an freien positiven Ladungen jedenfalls wesentlich kleiner ausfallen müssen, als sie sich tatsächlich in der freien Atmosphäre geltend machen.

Gerade mit Rücksicht auf die Feststellung dieses Überschusses an freien positiven Ladungen in der austretenden Luft

Digitized by Google

könnte hier das Bedenken erhoben werden, daß bei der Anordnung, bei welcher die Platte negativ geladen ist, von vornherein eine größere Zerstreuung dadurch bedingt ist, daß sich diese Platte als Kathode in der mit Emanationen erfüllten Grube mit radioaktiven Zerfallsprodukten bedecken muß, die ihrerseits durch ihre Strahlungen, namentlich die α-Strahlen, ionisierend auf die umgebende Luft einwirken werden. Ist die Platte positiv geladen, so setzen sich diese Produkte an den Grubenwänden ab, und es läßt sich aus den Apparatdimensionen nachweisen, daß eine eventuelle Beeinflussung der Resultate bei + und —geladener Platte gleich sein muß.

2. Nachweis der Bodenatmung. Vor allem mußte gelegentlich der Registrierungen einmal der Nachweis geliefert werden, daß an den an den Platten neutralisierten Elektrizitätsmengen wirklich auch die aus dem Erdboden dringende Luft mit ihren Ionen und Emanationen einen wesentlichen Anteil besitzt. Da die Bodenöffnungen ja nach oben hin nicht luftdicht abgeschlossen werden konnten, war die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß Luft der freien Atmosphäre in diese eindrang und folglich die dieser entsprechenden Zerstreuungswerte registriert wurden. Um abzuschätzen, wieviel bei den registrierten Effekten dieser Wirkung von oben, wieviel der Wirkung der Bodenluft selbst zukommt, wurden viele Tage lang Aufzeichnungen mit beiden Vorzeichen vorgenommen, bei denen die eine oder die andere Öffnung am Boden durch eine hier eingelegte und ringsum abgedichtete, luftdicht schließende Eisenblechplatte von 0,5 mm Dicke abgeschlossen wurde; die erhaltenen Zerstreuungswerte wurden mit den unmittelbar vorher und nachher ohne diesen Schutz erhaltenen in Vergleich gestellt.

Natürlich wurde besonders festgestellt, ob und wieweit Kapazitätsänderungen hierbei eine Rolle spielen für die zu erwartenden Resultate.

Als quantitatives Ergebnis aus dieser Versuchsreihe erhielten wir die Tatsache, daß ein großer Teil der in unmittelbarer Nähe des Erdbodens nachweisbaren Ionenmengen entweder direkt fertig gebildet aus den Bodenkapillaren austritt oder den ebenfalls aus diesem hervortretenden ionisierenden Agenzien ihre Entstehung in unmittelbarer Nähe des Bodens verdanken. Der Stundenmittelwert ergibt, daß an der der Bodenatmung ausgesetzten Seite pro Stunde 0,98 E.S.E. mehr neutralisiert werden als an der gegen die Wirkung der Bodenatmung geschützten Seite. Die Bodenfläche ist ca. $^1/_8$ qm; direkt durch Bodenatmung würde also dem Boden eine Elektrizitätsmenge entströmen von 7,9 E.S.E. pro Stunde und qm. In anderer Form lautet dies Resultat, wenn wir mit der gleichzeitig gemessenen Gesamtzerstreuung an der gegen die Bodenatmung nicht abgeschlossenen Platte vergleichen: 60 Proz. der in unmittelbarer Nähe des Erdbodens zu messenden Ionenmengen sind entweder schon zum Teil fertig gebildet oder durch ionenerzeugende Agenzien durch die Bodenatmung ans Tageslicht gefördert worden.

Wichtig vor allem ist nun, zu entscheiden, welches von den ionisierenden Agenzien durch die Bedeckung der Bodenflächen unserer Gruben tatsächlich abgeschirmt wird; wir wollen die im § 1 bereits genannten drei Agenzien daraufhin kurz betrachten:

Schon oben S. 393 wurde erwähnt, daß auf das Konto der durchdringenden Strahlung nur etwa 10 pro cm^3 und sec gebildete Ionen zu setzen sind. Durch die nur 0,5 mm dicken Eisenblechplatten, die zum Abschluß verwandt wurden, wird außerdem die durchdringende Strahlung nur um einen geringen Prozentsatz geschwächt. Die pro Raum- und Zeiteinheit sich bildende Ionenzahl geht aber, wenn wir die S. 394 berechneten Zahlen zugrunde legen, durch die Bodenbedeckung nach dem eben angeführten Ergebnisse um 60 bis 90 zurück. Daraus folgt, daß es wesentlich die Emanationen, die von den radioaktiven Stoffen in den obersten Schichten des Erdreichs ausgehende α-Strahlung und Ionen selbst sind, die am Austritte behindert werden. Aus diesem Ergebnisse ist aber weiter zu schließen, daß es gerade die eben genannten Agenzien sind, welche den Hauptanteil der am Erdboden zu beobachtenden Zerstreuung bedingen, daß also tatsächlich eine „Bodenatmung" existiert und als wirksames Agens in die luftelektrischen Zustände gestaltend eingreift. Der absolute Betrag dieser emporquellenden Elektrizitätsmengen ist nun, wie sich auch experimentell zeigen ließ, stark abhängig von den äußeren Bedingungen, unter denen der Austritt aus dem Erdreich in die Atmosphäre erfolgt. Im folgenden Abschnitte sollen daher zunächst die erhaltenen absoluten Zahlenwerte, wie sie die Mittelbildung liefert, gegeben werden; dann soll an der Hand dieser Mittelwerte die Wirkung der obersten Erdschicht im speziellen beleuchtet werden.

3. Das Gesamtmittel der Zerstreuungswerte; Nachweis der Diaphragmenwirkung von Bodenbedeckungen mit engen Kapillaren. Es stehen 975 Stundenregistrierungen der positiven Ionen und

Digitized by Google

1250 der negativen Ionen zur Verfügung; davon sind 1359 bei ungeändertem (kiesbedecktem) Boden, die übrigen 866 bei sandbedecktem Boden gewonnen. Die Werte sind in der Hauptarbeit einzeln aufgeführt. Folgende Tabelle gibt die Resultate nach den gleich zu besprechenden Gesichtspunkten geordnet.

	Ionenmengen in E.S.E. pro Stunde und Plattenfläche positive	negative	Überschuß	Verhältnis
A. Bei Benutzung aller Werte.				
Mit Übersandung	3,28	2,97	+0,31	1,110
Ohne „	2,03	1,96	+0,13	1,067
Steigerung durch Übersandung	1,19	1,01	+0,18	—
B. Bei Benutzung lückenloser Tage.				
Mit Übersandung	3,32	2,99	+0,33	1,110
Ohne „	2,20	2,06	+0,14	1,068
Steigerung durch Übersandung	1,12	0,93	+0,19	—

Schon oben S. 392 war auf die Wichtigkeit hingewiesen worden, welche in der Natur die Humus- und Vegetationsdecke bei den hier zu studierenden elektrischen Prozessen spielen muß. Diese Bedeckungen des meist viel großkörnigeren und lockeren, spalten- oder hohlraumreicheren Untergrundes müssen mit ihren viel engeren Kanälchen und Kapillaren bei der Transpiration der Bodenluft wie ein Diaphragma wirken. Einmal halten sie die Bodenluft unter sich fest, bedingen also eine gewisse Stagnation der Erdluft. Dadurch müssen sich sowohl die gasförmigen Emanationen und ihre Zerfallsprodukte wie aber auch die Ionen selbst unmittelbar unter oder in dieser Schicht besonders stark anreichern. Alle Prozesse, welche mit dem Wandern dieser Produkte zusammenhängen, z. B. die reichlichere Adsorption der negativen Ionen in der Schicht selbst, das Hervortreten der Luft mit einem Überschusse an positiven Ionen aus ihr heraus, müssen gesteigert erscheinen. Diese „Diaphragmenwirkung", wie wir sie nennen wollen, war von dem einen von uns[1]) bereits früher an künstlich ionisierter Luft eingehender studiert worden. Für die Übertragung auf die natürlichen Vorgänge war aber der Nachweis von Wichtigkeit, daß auch bei der aus dem Boden selbst entsteigenden Luft diese Wirkung nachweisbar sei. Denn gerade gegen diesen Punkt richteten sich ja die Angriffe bei dem Versuch, eine auf dieser Übertragung basierende Arbeitshypothese in die luftelektrische Forschung einzuführen. So bezweifelt Herr H. Gerdien[1]) (a. a. O. S. 655), daß „stark ionisierte Luft aus den Hohlräumen des Erdbodens in die Atmosphäre dringt"; nach ihm ist es nur Emanation, welche aus dem Boden in die Atmosphäre übergeht; er fährt fort: „Allein die Anschauung, nach welcher bei dem Hervordringen von stark ionisierter beziehungsweise emanationshaltiger Luft aus dem Erdboden ein Überschuß an positiven Ionen in die Atmosphäre gelangt, rührt von H. Ebert her." Ihm scheint dieser Vorgang des Nachweises noch dringend zu bedürfen.

Emanationen oder die strahlenden Zerfallsprodukte derselben liefern immer gleich viel positive wie negative Ionen. Hätte Herr Gerdien recht, so könnte der in der Atmosphäre tatsächlich vorhandene Überschuß an freien positiven Ladungen in keiner Weise mit Vorgängen der Bodenatmung in Zusammenhang stehen. Alsdann dürfte der Betrag dieses Überschusses sich aber auch nicht ändern, wenn man an den obersten Schichten des Bodens irgendwelche Änderungen vornimmt. Wir ersehen indessen unmittelbar aus der obigen Tabelle, daß gerade jener Überschuß an positiven Ionen sich in hohem Grade abhängig von der Beschaffenheit der obersten Bodenschicht erweist. Wir sehen weiter, daß wir hier an das Hauptproblem der atmosphärischen Elektrizität überhaupt rühren: Man kann auf der einen Seite das elektrische Erdfeld als etwas Gegebenes ansehen; dann ist die Erdoberfläche normalerweise die Kathode des Ionisierungsraumes, an ihr muß sich ein Überschuß an positiven Ionen vorfinden. Man kann aber andererseits diesen Überschuß als das Primäre ansehen und das Feld als Folgeerscheinung desselben; dann müssen Vorgänge, welche diese freie Raumladung immer wieder regenerieren und dauernd aufrecht erhalten, auch mitbeteiligt sein bei der Aufrechterhaltung des Feldes überhaupt. Denn findet bereits an der Erdoberfläche eine Trennung von Ladungen in dem Sinne statt, daß ein Überschuß an —-Ladungen im und am Boden selbst zurückgehalten und der entsprechende Überschuß an +-Ladungen den unteren atmosphärischen Schichten zugeführt wird, so ist mit der Bildung einer Oberflächenschicht von der Dichte η zugleich die Ausbildung eines Gefälles $\mathfrak{E}$ nach der bekannten Gleichung

$$-4\pi\eta = \mathfrak{E}$$

unweigerlich verknüpft.

1) Vgl. hierüber die oben S. 390 angegebene Literatur.

1) H. Gerdien, diese Zeitschr. **6**, 647, 1905.

Digitized by Google

Herr G. C. Simpson[1]) erkennt zwar die Möglichkeit an, daß derartige Prozesse in der Natur tatsächlich vorkommen (a. a. O. S. 735), ist aber geneigt, ihnen nur eine ganz untergeordnete Bedeutung zuzubilligen.

Überschlagen wir zunächst einmal, wie groß die Differenz zwischen den dem Boden entquellenden beiden Ionenmengen verschiedener Art überhaupt werden kann, wieweit sich also die eine Art gegen die andere im Verhältnis besten Falles nur steigern läßt. Wir müssen bedenken, daß diese Steigerung durch das Verhältnis der verschiedenen Wanderungsgeschwindigkeiten bedingt ist. Dieses Verhältnis ist aber für Ionen in feuchter Luft 1,1. Demnach ist dies der Grenzwert, dem man sich nähern muß, wenn man durch irgendwelche künstlichen Mittel die Diaphragmenwirkung steigert.

Wie groß der Einfluß dieses Prozesses seinem absoluten Werte nach ist, darüber können natürlich nur direkte Messungen entscheiden. Daß er tatsächlich nicht zu vernachlässigen ist, zeigten nun aber die folgenden Versuche:

Von der Kiesmasse, welche bei unserer Anordnung den Untergrund der Bodenöffnungen bildete, wurde eine 2 cm dicke Schicht abgehoben und durch eine ebenso dicke Schicht feinen Quarzsandes (Scheuersand oder Sand, wie er in den Laboratorien zu „Sandbädern" benutzt wird) ersetzt. Vorher war in dem Elster-Geitelschen Apparate zu Radioaktivitätsbestimmungen von Bodenproben[2]) sowie außerdem noch mittels einer anderen Anordnung, in einer mit Quadrantenelektrometer verbundenen Ionisierungskammer, mit Sicherheit festgestellt worden, daß die gewählte Sandprobe keine nachweisbare eigene Aktivität aufwies.

Die Versuche wurden so angeordnet, daß zunächst nur eine, dann die andere, schließlich beide Öffnungen abgesandet wurden. Jedesmal wurde mehrere Tage hindurch registriert und die Werte mit den vorher und nachher ohne Absandung erhaltenen verglichen.

Zweierlei Wirkungen sollten bei der Absandung studiert werden: 1. die Änderung der Absolutwerte der positiven und negativen Zerstreuung bei Änderung der Austrittsschicht, 2. die Änderung der Differenz zwischen positiver und negativer Zerstreuung, also die größere Beeinflussung der einen Ionenart gegenüber derjenigen der anderen. Die Ergebnisse dieser Versuche sind aus der obigen Tabelle zu entnehmen, die die Mittelwerte aus insgesamt ca. 2200 Einzelmessungen enthält. Für den ersten Teil der Tabelle sind diese sämtlichen Werte verwendet.

Bei einer so großen Zahl von Einzelbeobachtungen müssen sich zufällige Beobachtungsfehler vollkommen ausgleichen. Um aber zu zeigen, daß dies hier tatsächlich der Fall ist, hat man nach dem „Gesetze der großen Zahlen" so zu verfahren, daß man zeigt: bei einer irgendwie getroffenen Auswahl der Beobachtungen tritt eine Verschiebung der Mittelwerte in dem einen oder andern Sinne nicht mehr ein; denn daraus geht dann hervor, daß die vorhandene Zahl von Einzeldaten bereits vollkommen hinreicht, um die Mittel eindeutig festzulegen. Wir haben daher beispielsweise die entsprechenden Zusammenstellungen auch noch für „lückenlose Tage", also für Tage, von denen 24 Einzelstundenwerte vorlagen, durchgerechnet. Die Resultate, für den zweiten Teil der Tabelle verwertet, zeigen in der Tat die zu verlangende Übereinstimmung mit denen des ersten Teils.

Man sieht aus der Tabelle folgendes:

Das Mittel aus allen Stundenwerten der Versuche mit Sandüberdeckung ist für die positiven Ionen 3,28 E.S.E., für die negativen 2,97, was einen absoluten Überschuß der positiven Ionen von + 0,31 E.S.E. oder ein Verhältnis der positiven Ionenmengen zu den negativen von 1,110 : 1,000 ergibt. Die Versuche ohne Sandüberdeckung liefern für die positiven Ionen 2,09 E.S.E., für die negativen 1,96 E.S.E., also einen Überschuß von nur 0,13 E.S.E. oder ein Verhältnis der positiven Ionenmengen zu den negativen wie 1,067 : 1,000. Die Steigerung der positiven Ionen durch die Sandabdeckung verhält sich zu der, welche die negativen erfahren haben, wie 1,19 : 1,01 = 1,18 : 1,00.

Dreierlei ist hieraus zu schließen:

I. Es ist uns gelungen, durch Aufsetzen einer Sandschicht auf die Ausströmungsstelle der Ionen erstens den absoluten Betrag der Ionenmengen beiderlei Vorzeichens zu steigern, zweitens in besonders starkem Maße den Überschuß der schwerer beweglichen Ionen über die leichter beweglichen in die Höhe zu treiben. Es ist also möglich, das Verhältnis, in dem die dem Boden entquellenden Ionenmengen beider Arten zueinander stehen, zu beeinflussen durch eine Versuchsanordnung, die lediglich die Ausströmungsbedingungen verändert. Der Unterschied zwischen positiven und negativen Ionenmengen vergrößert sich, wenn man sie zwingt, durch eine Schicht mit engen Kapillaren hindurchzutreten. Es ist also tatsächlich die Adsorption der Ionen an den Kapillarwänden als

1) G. C. Simpson, diese Zeitschr. 5, 734, 1904.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. 5, 11 und 321, 1904.

Digitized by Google

eine der Ursachen dafür anzusehen, daß Elektrizitätsmengen bereits mit einem Überschusse an positiven Ionen ins Freie treten. Da aber nun weiter bereits eine Sandschicht von 2 cm Dicke hinreicht, um das Verhältnis von 1,067 auf 1,110 hinaufzudrücken, und da, wie oben gezeigt, 1,11 bereits das Grenzverhältnis darstellt, das normalerweise überhaupt erreichbar ist, so haben wir offenbar die Adsorption als die Hauptursache der ganzen Erscheinung anzusehen.

Wir haben also einmal nachgewiesen, daß Bodenatmung tatsächlich stattfindet, d. h. daß fertig gebildete Ionen dem Boden entströmen, zweitens, daß das Verhältnis, in dem die Ionen den Boden verlassen, veränderlich ist mit der obersten Bodenschicht, die die Ionen durchstreichen, und wir müssen aus beiden Resultaten den Schluß ziehen, daß die Adsorption der Ionen in den Erdkapillaren als eine der Ursachen des tastächlichen Überschusses der positiven Ionen in der Atmosphäre anzusehen ist.

II. Die Zahlenwerte 1,067 und 1,110 für das Verhältnis der Ionenmengen beider Arten gestatten einen Schluß auf die Bodentiefe, aus der Ionen in die freie Atmosphäre zu gelangen vermögen. Da dies Verhältnis einen Grenzwert besitzt, da wir bei unbedecktem Boden[1]) 1,067 als Verhältnis erhielten und schließlich bereits durch 2 cm Sand dies Verhältnis auf 1,11 erhöhen konnten, so ist zu schließen, daß die Ionen nur aus sehr geringer Tiefe aus dem Erdboden kommen. Es läßt sich in einer in der Hauptarbeit gegebenen Weise berechnen, daß nur wenige Zentimeter Bodenschicht sich an dem ganzen Prozeß beteiligen, und daß dann im cm³ Bodenluft 331 Ionen pro Zeiteinheit erzeugt werden müssen, durch die der Ausströmungsprozeß aufrecht erhalten werden kann. Das aber ist die Größenordnung, wie sie durch direkte Messungen mit Bodenluft bereits festgelegt ist. Speziell sei hier hingewiesen auf eine Arbeit von Herrn L. Endrös, die soeben als Dissertation der Kgl. Technischen Hochschule erschienen ist[2]). Herr Endrös hat in unserer Beobachtungshütte, also unmittelbar bei der Stelle, an der unsere Beobachtungen angestellt sind, Registrierungen der in der Bodenluft enthaltenen radioaktiven Emanationen vorgenommen. Er findet als Mittelwert für die Zahl der im cm³ Bodenluft in der Sekunde erzeugten Ionen: 306, eine Zahl, die mit unserem auf durchaus anderem Wege gefundenen Werte 331 in denkbar bester Übereinstimmung steht.

Jedenfalls sehen wir, daß sich an dem Bodenatmungsprozeß nur die obersten Zentimeter des Bodens beteiligen. Aus größerer Tiefe als ca. 10 cm werden keine fertig gebildeten Ionen mehr an die Erdoberfläche, also in die freie Atmosphäre gelangen. Was in größerer Tiefe an Ionen entsteht, verschwindet wieder durch Wiedervereinigung, Molisierung, Adsorption, Absorption usw.

III. Es werden durch den normalen vertikalen Leitungsstrom der Erdoberfläche zugeführt + 10,8 E.S.E. pro m² und Stunde bei einer Größe des Stromes von $2 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm², wie sie die direkten Messungen von Ebert ($1{,}7 \cdot 10^{-16}$)[1]), C. T. R. Wilson ($2{,}2 \cdot 10^{-16}$)[2]) und noch nicht veröffentlichte, aber bereits abgeschlossene von C. W. Lutz in Bogenhausen bei München ($2{,}0 \cdot 10^{-16}$) ergeben haben.

Diese Einwanderung ist zur Aufrechterhaltung der negativen Oberflächenladung zu kompensieren dadurch, daß pro m² und Stunde durch irgendeinen Prozeß ein entsprechender Betrag an negativer Ladung im Boden selber in Freiheit gesetzt wird. Da wir nun fanden, daß schon durch eine Sandschicht von 2 cm Dicke der im Boden auftretende Betrag an freier negativer Elektrizität von $8 \cdot 0{,}13 = 1$ E.S.E. pro Stunde und m² (die Zahlen in obiger Tabelle beziehen sich ja auf eine Bodenfläche von ca. $^1/_8$ m²) gesteigert werden kann auf $8 \cdot 0{,}31 = 2{,}5$, und da, wie oben (S. 391) eingehender auseinandergesetzt worden ist, die bei unserer Anordnung registrierten Werte hinter den in der Freiluft auftretenden zurückbleiben müssen, so zeigt sich, daß dieser Prozeß bei der Aufrechterhaltung des normalen Erdfeldes je nach Beschaffenheit der obersten Bodenschicht eine nicht zu vernachlässigende Wirkung auszuüben vermag.

Die Versuche scheinen uns noch nach einer anderen Richtung von Bedeutung: Vermag eine dichtere Bodenbedeckung tatsächlich eine Anreicherung von Emanationen und ihren Produkten herbeizuführen, so muß dies auch mit den aktiven Zerfallsprodukten derselben geschehen, die sich ja wie träge positive Ionen verhalten. Alsdann muß aber auch die von ihnen ausgehende durchdringende Strahlung stärker werden. Alle Prozesse, welche

1) Die Kiesschicht von 2 cm Dicke, die wir abgehoben haben, bestand aus lockerem, ganz grobkörnigem Gerölle, bei dem wir von einer Kapillarwirkung in unserem Sinne einfach absehen können.

2) L. Endrös, Messungen und Registrierungen der dem Erdboden entquellenden Emanationsmengen. Dissertation der Techn. Hochschule, München 1909.

1) H. Ebert, diese Zeitschr. **3**, 338, 1902.

2) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. (7) **80**, 537, 1908.

Digitized by Google

eine „Bodenatmung" in dem hier besprochenen Sinne herbeiführen, müssen daher auch die durchdringende Strahlung an der Erdoberfläche beeinflussen. Dringt die Bodenluft empor, etwa bei sinkendem Barometerstande oder infolge starker Bodeninsolation, so müssen nicht nur die Emanationen selbst, sondern auch ihre Zerfallsprodukte empordringen und sich in den oberen Schichten anreichern. Hierdurch erklärt sich vielleicht der auffallende Parallelismus im täglichen Gange der aus dem Erdboden empordringenden Emanationsmengen, wie er hier in München zum ersten Male registriert wurde[1]), und der durchdringenden Strahlung, worauf schon Herr A. Gockel[2]) hingewiesen hat. Nur glauben wir nicht, daß es die Zerfallsprodukte der in das freie Luftmeer bereits übergetretenen Emanationen sind, welche diesen täglichen Gang bedingen; denn ihre Wirksamkeit ist dazu zu gering. Nach den Messungen von K. Kurz[3]) ist die Gesamtwirkung der in der Luft suspendierten Emanationen und ihrer Zerfallsprodukte im Mittel auf 1—2 Ionen pro cm^3 und Zeiteinheit einzuschätzen. Erst ein geringer Bruchteil hiervon ist auf Rechnung derjenigen durchdringenden Strahlung zu setzen, die von diesen Substanzen ausgeht. In Betracht kommen eher die in den obersten Schichten des Bodens festgehaltenen Produkte[4]). Für diese berechneten wir oben die Wirksamkeit zu rund 300 Ionen pro cm^3 und sec; man sieht also, daß wir hier viel wirksamere Agenzien haben, und da es wesentlich die obersten Schichten sind, welche in Betracht kommen, so ist auch die Absorption in der Erdsubstanz selbst für die sehr durchdringenden Strahlen nur gering.

4. Der tägliche Gang der Zerstreuung; Sommer- und Wintertypus. Die aufgeworfenen Fragen werden klarer beleuchtet, wenn wir versuchen, aus dem vorhandenen Material Tageskurven für beide Ionenarten zu konstruieren und sie zu vergleichen mit Tageskurven des Luftdrucks beziehungsweise der Luftdruckschwankung während der Beobachtungszeit.

I. Sommerbeobachtungen. Fig. 2 gibt die Tageskurven für E_+, E_-, $Q = E_+ - E_-$ und $q = E_+/E_-$, wenn wir wieder mit E_+ die in einer Stunde durch positive Ionen neutralisierte Elektrizitätsmenge, mit E_- die den negativen Ionen entsprechende Menge bezeichnen.

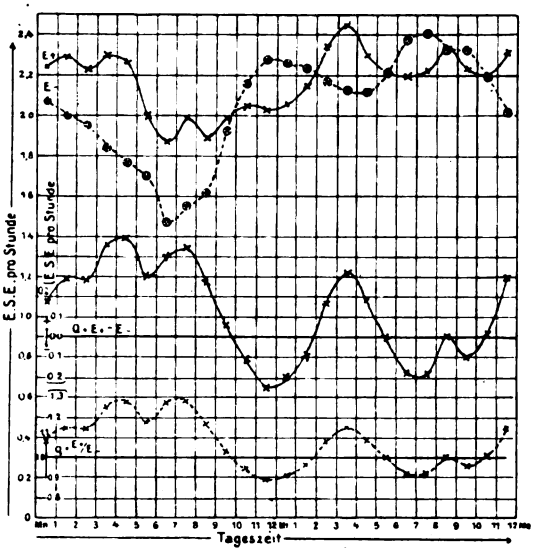


Fig. 2.

Im allgemeinen erkennt man sofort eine ausgesprochene doppelte tägliche Periode der vier Größen, E_+, E_-, Q, q. (Die Kurven für Q und q müssen selbstverständlich von ähnlicher Form werden, die Maximal- und Minimalstellen müssen an derselben Stelle liegen.)

Die Tageskurve der positiven Ionen zeigt 2 Maximalstellen und 2 Minimalstellen, je mit einem Zeitunterschied von 12 Stunden und zwar liegen

die Maximalstellen bei 3^{00}—4^{00}_{v} und 3^{00}—4^{00}_{n},
„ Minimalstellen „ 6^{00}—7^{00}_{a} „ 6^{00}—7^{00}_{n}.

Je eine Maximal- und eine Minimalstelle liegen nur 3 Stunden auseinander, so daß sich also keine Sinuskurve als ausgleichende Kurve konstruieren läßt. Es erfolgt eben der Abstieg zur Minimalstelle rasch, in ca. 3 Stunden, der Anstieg zur Maximalstelle hingegen langsam, in ca. 9 Stunden. Die tiefste Stelle der Tageskurve, also das Minimum des Ionenaustritts aus dem Boden, liegt kurz nach Sonnenaufgang, die höchste Stelle etwas nach dem Zeitpunkt der maximalen Temperatur im Lauf des Tages.

Die Tageskurve der negativen Ionen zeigt beim Vergleich mit der Kurve für die positiven Ionen die größere Amplitude der

1) Vgl. H. Ebert, diese Zeitschr. **10**, 346, 1909.
2) A. Gockel, Über die durchdringende Strahlung, Arch. des sc. phys. et nat. **27**, 619, 1909.
3) Vgl. Radium, Thorium und Aktinium in der Atmosphäre und ihre Bedeutung für die atmosphärische Elektrizität, Habilitationsschrift der Technischen Hochschule München. Abhandl. d. Bayer. Akad. der Wiss. München, math.-phys. Kl. XXV, 1. Abh. 1909. Vgl. ferner: Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre, diese Zeitschr. **10**, 834—844, 1909; Verhandl. d D Phys. Ges. **11**, 624—647, 1909.
4) Zu derselben Ansicht kommt auf experimentellem Wege auch Th. Wulf in einer nach Abschluß unserer Hauptarbeit erschienenen Arbeit, diese Zeitschr. **10**, 997, 1909.

Digitized by Google

Schwankungen für diese leichter bewegliche Ionenart. Neben Übereinstimmungen konstatiert man auch sogleich wesentliche Unterschiede beider Kurven. Die ausgleichende Kurve zeigt auch hier wieder zwei Hauptmaxima und zwei Hauptminima, diesmal jedoch nicht mit einem Zeitunterschied von je 12 Stunden.

Es liegen vielmehr

die Maxima bei 11^{00}_{a}—12^{00} und 7^{00}_{p}—8^{00}_{p},
„ Minima „ 6^{00}_{a}— 7^{00}_{a} „ 4^{00}_{p}—5^{00}_{p}.

Der Anstieg zu den Maximalstellen erfolgt rasch, der Abstieg zu den Minimalstellen langsam. (Auch der Abstieg zu der Minimalstelle nachmittags 4^{00}_{p} bis 5^{00}_{p} ist wohl als langsam zu bezeichnen; denn es handelt sich nur um ein geringes Sinken der Kurve innerhalb vier bis fünf Stunden.)

Jedenfalls also zeigen die Tageskurven für beide Ionenarten wesentliche Unterschiede. Eine charakteristische Übereinstimmung findet sich eigentlich nur in der tiefsten Minimalstelle, die für beide Arten morgens zwischen 6^{00}_{a} und 7^{00}_{a} liegt, also kurz nach Sonnenaufgang; sonst liegen Maximal- und Minimalstellen zu verschiedenen Zeiten. Auffallend ist vor allem, daß für die positiven Ionen der Anstieg zu den Maximalstellen langsam, der Abfall zu den Minimalstellen schnell erfolgt, und daß die negativen Ionen das entgegengesetzte Verhalten zeigen.

Tageskurven für Q und q. Die Eigentümlichkeiten dieser Kurven ergeben sich natürlich aus der Verschiedenheit der Kurven für E_+ und E_-, zumal aus der verschiedenen Lage der Maximal- und Minimalstellen. 2 bzw. 3 Hauptmaximalstellen 4^{00}_{a}—5^{00}_{a}, 7^{00}_{a}—8^{00}_{a}, 3^{00}_{p}—4^{00}_{p} sind vorhanden und 2 bzw. 3 Hauptminimalstellen 5^{00}_{a}—6^{00}_{a}, 11^{00}_{a}—12^{00}_{Mt}, 7^{00}_{p}. Zu beachten ist, daß die Werte E_+—E_- auch negativ, bzw. die E_+/E_- kleiner als 1 werden können, ein Umstand, der besonders bei der Betrachtung der Winterwerte von Interesse sein wird.

II. Winterbeobachtungen. Fig. 3 gibt die Tageskurven der Winterbeobachtungen. Die Kurven sind im gleichen Maßstab gezeichnet wie in Fig. 2. Daß der absolute Wert der Ordinate um ca. 1 E.S.E. höher ist, kommt hier nicht in Betracht. Der Grund davon liegt darin, daß bei den Winterbeobachtungen der Boden mit der oben besprochenen Sandschicht versehen war, was eine Erhöhung der Zerstreuung von der Größe von etwas über 1 E.S.E. pro Stunde bewirkte. Durch gelegentlich eingestreute Beobachtungen ohne Sandschicht wurde gezeigt, daß die Winterwerte ohne diese steigernde Wirkung der neuen Abdeckung etwa von gleicher Größe waren wie die Sommerwerte.

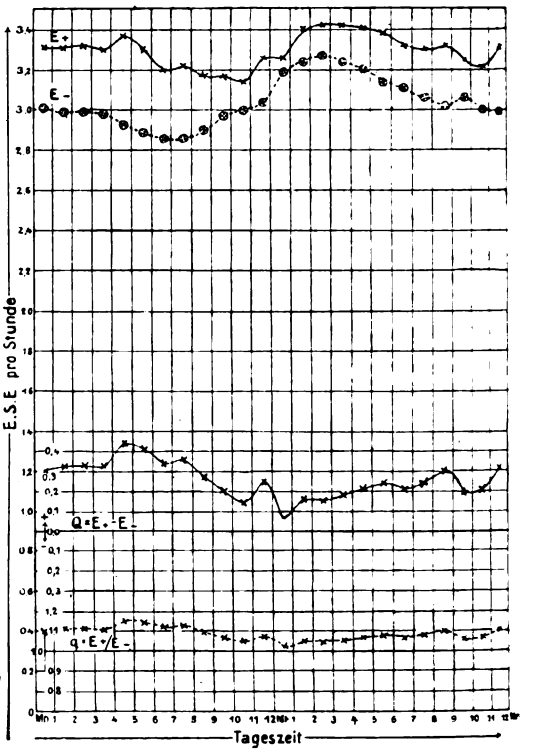


Fig. 3.

Ein Vergleich der beiden Kurven für E_+ und E_- mit den entsprechenden Kurven der Sommerbeobachtung zeigt vor allem die viel größere Ruhe im Gang der Winterwerte. Einmal sind die Schwankungen der Absolutwerte von viel geringerer Amplitude als im Sommer. Für die Sommerwerte erhalten wir bei den positiven Ionen einen Minimalwert der Kurve von 89,3 Proz. des Mittelwertes, einen Maximalwert von 117,7 Proz.; dies entspricht einer Schwankung von 28,7 Proz. des Mittelwertes. Für die negativen Ionen werden die entsprechenden Zahlen für den Minimalwert 74,7 Proz., für den Maximalwert 123,4 Proz., für die Schwankung also: 49,7 Proz.

Durchaus anders liegen die Verhältnisse bei den Winterregistrierungen. Der Minimalwert der Kurve der positiven Ionen beträgt hier 95,5 Proz. des Mittelwertes, der Maximalwert 104 Proz., die Schwankung also nur 8,1 Proz. Bei den negativen Ionen sind die entsprechenden Zahlen:

Minimalwert: 96,1 Proz.,
Maximalwert: 105,0 Proz.,
Schwankung: 8,9 Proz.

Während also im Sommer die mittlere Tagesschwankung der Ionenmengen 39,1 Proz. des Stundenmittelwertes beträgt, macht sie im Winter nur noch 8,5 Proz. aus. Wir können also sagen, daß im Sommer die mittlere

Digitized by Google

Schwankung der Ionenmengen ca. das Fünffache der winterlichen Schwankung erreicht hat.

Zu beachten ist weiter, daß im Sommer die Schwankung der positiven Ionen zu der der negativen Ionen sich verhält wie 28,4:49,7, also wie 1,0:1,7; im Winter dagegen verhält sich die Schwankung der schwerer beweglichen Ionenart zu der der leichter beweglichen wie 1,0:1,1.

Dies kann einen Anhalt zur Deutung dieser Verhältnisse geben.

Die größere Ruhe im täglichen Gang im Winter macht sich jedoch nicht allein in der Intensität der Schwankung, sondern sogar in der Zahl der täglichen Hebungen und Senkungen bemerkbar.

Die Sommerkurven zeigen ohne weiteres eine ausgesprochene doppelte Periode mit zwei Hauptmaximalstellen und zwei Hauptminimalstellen für beide Ionenarten. Die Winterkurven zeigen eine einfache tägliche Periode mit einem ausgesprochenen Minimum und einem Maximum für beide Ionenarten. Bei genauerem Vergleich der Sommer- und Winterkurven sieht man jedoch die Ähnlichkeit in der Lage der charakteristischen Stellen, vor allem bei den Winterkurven die Ansätze zu den weiteren nur im Sommer stärker ausgebildeten Abweichungen.

Die Tageskurve der positiven Ionen zeigt, daß die einfache tägliche Periode je eine nicht sonderlich scharf ausgeprägte Minimalstelle und Maximalstelle hat. Das Minimum liegt zwischen 9^{00}_{a} und 11^{00}_{a}, das Maximum zwischen 2^{00}_{p} und 5^{00}_{p}. Die im Sommer vorhandene Hauptminimalstelle, 6^{00}_{a} bis 7^{00}_{a}, ist auch hier angedeutet; bei der Kurve der „lückenlosen Tage" liegt der absolut tiefste Tagespunkt auch tatsächlich an dieser Stelle (vgl. Fig. 4, Kurve C).

Auch die Tageskurve der negativen Ionen zeigt die einfache Periode mit dem Minimum bei 7^{00}_{a}, mit dem Maximum bei 2^{00}_{p} bis 3^{00}_{p}. In Übereinstimmung mit den Sommerkurven erfolgt auch hier der Anstieg von der Minimalstelle zur Maximalstelle rascher als der Abstieg zur Minimalstelle.

Tageskurven für Q und q. Wenn man hier überhaupt noch von einer Periode reden will, so wird man dem täglichen Gang auch hier eine einfache Periode zuschreiben mit einer Maximalstelle zwischen 4^{00}_{a} und 5^{00}_{a} und einer Minimalstelle zwischen 12^{00}_{Mt} und 1^{00}_{p}. Diese beiden Stellen fallen ungefähr zusammen mit Maximal- und Minimalstellen der entsprechenden Sommerkurven; im Sommer ist freilich mit einer deutlicher ausgeprägten doppelten Periode zu rechnen.

Gerade diese Kurven zeigen weiter auch den wesentlichen Unterschied zwischen dem Sommer- und dem Wintertypus: die weit größere Ruhe im täglichen Gang im Winter. Die größere Übereinstimmung der Kurven für E_+ und E_- ist vor allem darin ausgedrückt, daß im Winter Q während des ganzen Tages positiv bzw. q größer als 1 ist. Im Sommer nimmt Q abwechselnd positive und negative Werte an. Im Winter tritt also im Laufe des ganzen Tages ein Überschuß von positiven Ionen in die Atmosphäre über. Etwas modifizierend wirkt auch hier wohl bei unserer Versuchsanordnung der Umstand, daß bei den Winterregistrierungen die oben besprochene Sandschicht wirksam war.

5. Vergleich mit den Barometerständen und Barometergängen. Über die Einflüsse von Luftdruckhöhe und Luftdruckschwankung in bezug auf die Ionenführung der unteren atmosphärischen Schichten herrschen vielfach noch recht unklare Vorstellungen, die davon herrühren, daß man sich den ganzen Vorgang als einen statischen gedacht hat, wiewohl auch schon Mache[1]) vor längerer Zeit auf die obwaltenden Beziehungen aufmerksam gemacht hat. Überlegen wir zunächst einmal, wie sich die Vorgänge abspielen müssen: Unsere ganze Untersuchung hat gezeigt, daß ständig ein Ionen- und Emanationsstrom aus der Erde heraustritt, offenbar infolge und unter der Wirkung des bestehenden Konzentrationsgefälles beider Agenzien. Dieser Diffusionsstrom wird niemals vollständig abgestellt; er macht nur unter der Wirkung gewisser Faktoren die in § 4 angegebenen zeitlichen Schwankungen durch. Denn über diesen Diffusionsstrom lagert sich nun ein Konvektionsstrom, herrührend von dem durch Luftdruckänderungen bedingten Eintreten und Austreten von Luft in den obersten Schichten des Erdbodens. Es kann aber nun nicht etwa die absolute Höhe des Luftdrucks $b = f(t)$ der maßgebende Faktor sein für die Beeinflussung des Diffusionsstromes durch den Konvektionsstrom; es muß vielmehr der Diffusionsstrom antworten auf eine Änderung des Steigungsmaßes db/dt der als Funktion der Zeit dargestellten Luftdruckhöhe. D. h. die maßgebenden Punkte der Kurve für den zeitlichen Verlauf des Luftdrucks sind hier nicht ihre Maximal- und Minimalstellen, sondern die Wendepunkte, die Punkte, an denen sich das Steigungsmaß der Kurve im einen oder anderen Sinne ändert. Geht das Steigungsmaß zu kleineren Werten über, so nimmt der Konvektionsstrom ab und damit der Diffusionsstrom zu; ändert sich das Steigungsmaß im entgegen-

1) H. Mache, Wiener Ber. Math.-naturw. Kl. 114, Abt. IIa, 1377—1388, 1905.

Digitized by Google

gesetzten Sinne, so muß also der Diffusionsstrom abnehmen.

Die Richtigkeit dieser Überlegungen und ihre Anwendbarkeit bei den hier in Betracht kommenden Vorgängen wird durch Fig. 4 und 5 gezeigt.

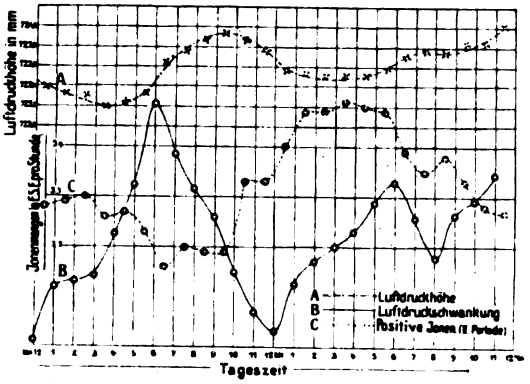


Fig. 4.

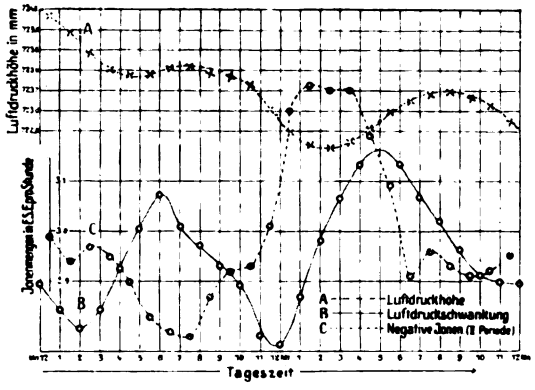


Fig. 5.

Wir haben bei unseren Untersuchungen gleichzeitig mitregistriert den Barometerstand und damit die Luftdruckschwankung und haben aus diesen Registrierungen eine durchschnittliche Tageskurve durch Mittelbildung gewonnen. Kurve A in Fig. 4 gibt diese Kurve für die Tage, an denen positive Ionenmengen, Kurve A in Fig. 5 für die Tage, an denen die negativen Ionen registriert worden waren. (Es handelt sich in diesen beiden Figuren speziell um die Registrierung der Winterwerte.) Kurve C in beiden Figuren, in geeignetem Maßstab gezeichnet, zeigt den täglichen Gang der registrierten Ionenmengen. Kurve A gibt also die Luftdruckhöhe an den einzelnen Tagesstunden, Kurve C die gleichzeitig gemessene Ionenmenge; man erkennt sofort, daß ein ursächlicher Zusammenhang zwischen beiden Größen nicht ersichtlich ist. Es folgt beispielsweise zeitlich das Maximum der Luftdruckhöhe dem Minimum der Ionenmenge.

Differentiiert man dagegen die Kurve A d. h. $b = f(t)$, so erhält man die Kurve $B = \frac{db}{dt}$, die also die zeitliche Änderung des Steigungsmaßes von A darstellt. Das Ansteigen dieser Kurve bedeutet dann eine Zunahme in der Änderung des Luftdrucks, das Absteigen derselben eine Abnahme in der Luftdruckänderung: die Maximal- und Minimalpunkte der Kurve B fallen zeitlich zusammen mit den Wendepunkten der Kurve A.

Vergleichen wir nun Kurve B und C, so sehen wir zweierlei, wenn wir z. B. Fig. 5 ins Auge fassen:

1. Die Kurve C der Ionenmengen ist nahezu das Spiegelbild der Kurve B der Luftdruckänderungen, wie wir sie kurz, wenn auch nicht ganz treffend, nennen wollen. Der Maximalstelle der Ionenkurve entspricht eine Minimalstelle der Luftdruckänderung, der Minimalstelle der Ionenkurve eine Maximalstelle. Eine kleine Schwierigkeit in der Betrachtung liegt darin, daß wir im Winter für die Ionenmengen im wesentlichen eine einfache tägliche Periode haben, die für die im Sommer vorhandene doppelte Periode charakteristischen weiteren Maximal- und Minimalstellen sind nur eben angedeutet. Für die Luftdruckhöhe und damit auch für die Luftdruckänderung haben wir dagegen eine ausgesprochene doppelte Periode vor uns. Doch entspricht dem Hauptmaximum der Ionenmengen das tiefste Minimum der Luftdruckänderung.

2. Zwischen den einander entsprechenden Maximal- und Minimalstellen beider Kurven besteht eine zeitliche Differenz, und zwar in dem Sinn, daß ein ursächlicher Zusammenhang zwischen Luftdruckänderung und Ionenmengen ersichtlich ist: Das Maximum der Ionenmengen folgt dem Minimum der Kurve B, das Minimum der Ionenmengen folgt dem Maximum der Kurve B. Das zeitliche Zurückbleiben der Kurve C gegen die Kurve B beträgt ca. $1^1/_2$ Stunden. Wir können also sagen: Die im Erdboden enthaltenen Emanations- und Ionenmengen vermögen auf Änderungen der $\frac{db}{dt}$-Kurve innerhalb einer Zeit von ca. $1^1/_2$ Stunden zu reagieren[1]).

Beachtenswert erscheint auch hier wieder ein Unterschied in den beiden Ionenarten. Für die schwerer beweglichen positiven Ionen ist die

1) Vgl. auch die Arbeiten von G. Lüdeling, diese Zeitschr. **5**, 447, 1904; H. Mache, Wiener Ber. Mathem.-naturw. Klasse **114**, IIa, 1377, 1905, und die bei Lüdeling und Mache gegebenen Tageskurven, vgl. weiter Gockel, Luftelektrizität S. 43.

Digitized by Google

Übereinstimmung zwischen Ionenkurve und Luftdruckkurve nicht so scharf ausgeprägt wie für die negativen Ionen, die leichter bewegliche Ionenart. Die Übereinstimmung bzw. die Reziprozität der Kurven ist für beide Ionenarten vorhanden, doch ist das Bild für die leichter beweglichen negativen Ionen klarer und in Einzelheiten besser übereinstimmend.

Man sieht aus diesem Zusammenhang zwischen Luftdruck und Ionenmenge weiter, daß alle meteorologischen und sonstigen Elemente, die den Luftdruckgang beeinflussen, damit auch indirekt eine Wirkung auf das Aufsteigen der Ionen ausüben müssen.

Die Lage des Morgenminimums zwischen 6^{h} und 7^{h} im Sommer und die Verschiebung dieser Stelle in den Tag hinein bei den Winterbeobachtungen, auch das Verflachen der Minimalstelle im Winter hängt offenbar mit dem Aufgang der Sonne zusammen. Die durch die Insolation des Bodens nach Sonnenaufgang bewirkte Auflockerung der untersten Luftschichten und damit die Erzeugung einer aufwärts gerichteten Luftbewegung übt eine saugende Wirkung auf die Bodenluft aus. Das Ansteigen der Ionen beginnt, und zwar vermögen die leichter beweglichen negativen Ionen dieser saugenden Wirkung rascher zu folgen als die trägeren positiven Ionen. Daraus resultiert das rasche Ansteigen der Tageskurve vom Morgenminimum an für die negativen Ionen, ein langsameres Ansteigen für die positiven Ionen.

Ist der Höhepunkt erreicht, so tritt für beide Ionenarten ebenfalls wegen ihrer verschiedenen Beweglichkeit das entgegengesetzte Verhalten als beim Anstieg der Kurve ein. Die saugende Wirkung der aufwärts steigenden Luftströmungen hat aufgehört. Damit läßt ziemlich rasch auch das Aufsteigen der schwerer beweglichen positiven Ionen nach, während für die leichter beweglichen negativen Ionen das Nachdringen entsprechender Mengen erst langsamer aufhört. Daraus resultiert nach dem Überschreiten eines Maximalpunktes für die positiven Ionen ein rascher Abfall zur Minimalstelle, für die negativen Ionen ein langsamerer Übergang vom Maximum zum Minimum. Auch die Lage des Maximums der Ionenmengen einige Zeit nach Erreichung des höchsten Sonnenstandes im Laufe des Tages, das Verhalten der Kurven gegen Abend bei und nach Sonnenuntergang und vor allem die verschiedene Kurvenform im Sommer und Winter finden damit ihre Deutung.

6. Leitfähigkeitsbestimmungen und ihre Beziehung zu den Zerstreuungsmessungen. Wie schon oben erwähnt, wurden auch eine Reihe von Registrierungen bei so niederen Spannungen (10 bzw. 8 Volt) vorgenommen, daß in dem Felde zwischen den Platten und dem Erdboden kein Sättigungsstrom mehr zustande kommen konnte, sondern der Strom die Form der „freien Strömung" annahm. Daß dies der Fall war, wurde durch besondere Untersuchungen, auch durch Aufnahme der „Stromcharakteristik" im Zerstreuungsraum festgestellt. Bestimmungen des Elektrizitätsausgleiches bei den diesen Ladungen entsprechenden Gefällen von 2 bzw. 1,6 Volt/cm hatten zunächst insofern Interesse, als dabei Strömungen zustande kommen mußten, wie sie auch an der Erdoberfläche in der Form des sog. „normalen Ionenstromes" tatsächlich bestehen, denn die entsprechenden Gefälle von 200 bzw. 160 Volt m stellen Mittelwerte des Potentialgefälles in unmittelbarer Nähe des Erdbodens in der freien Atmosphäre für unsere Klimate dar. Hier hat man „Leitfähigkeiten" λ bestimmt von der Größenordnung 10^{-4} el. stat. Einh. für ein Gefälle von 1 el. stat. Spannungseinheit pro cm Länge des Ionenweges. Es war wichtig zu sehen, ob man bei unseren Registrierungen auf eine ähnliche Größenordnung geführt wird, wenn man abweichend von der bei den Zerstreuungsmessungen gewählten Form des Sättigungsstroms zu jener Form überging, welche dem natürlichen Ionenausgleiche an der Erdoberfläche entspricht.

Diese gelegentlichen Leitfähigkeitsbestimmungen hatten im gegenwärtigen Zusammenhange aber noch eine andere Bedeutung:

Bei den Zerstreuungsmessungen hatte sich gezeigt, daß die Luft bereits mit einem Überschusse an positiven Ionen aus den Erdkapillaren austritt. Diese Tatsache mußte sich auf indirektem Wege bestätigen lassen auf Grund der folgenden Überlegung:

Nach der Ionentheorie setzt sich die Leitfähigkeit für die positiven Ionen in der Weise zusammen, daß

$$\lambda_+ = v_+ \cdot n_+ \cdot \varepsilon$$

ist; für die negativen Ionen ist

$$\lambda_- = v_- \cdot n_- \cdot \varepsilon;$$

die Gesamtleitfähigkeit ist dann:

$$\lambda = \lambda_+ + \lambda_- = \varepsilon\,(v_+ \cdot n_+ + v_- \cdot n_-)$$

wenn n_+, n_- die Zahlen der positiven bzw. negativen Ionen im cm^3, v_+, v_- ihre spezifischen Wanderungsgeschwindigkeiten bedeuten und ε die Ionenladung in E.S.E. ist. Die Zerstreuungsmessungen haben einen Überschuß an +-Ionen geliefert in solcher Größe, daß das Verhältnis der Zahl der positiven Ionen zu der der negativen sich verhält wie $1{,}07 : 1{,}00 = n_+ : n_-$. Dies Verhältnis wurde durch eine dünne Sandschicht gesteigert auf $1{,}11 : 1{,}00$. Das Verhältnis der Wanderungsgeschwindigkeiten der Gasionen schwankt innerhalb weiter Grenzen, namentlich

Digitized by Google

im Zusammenhange der Schwankungen im Feuchtigkeitsgehalte der Gase. In der Atmosphäre ist $v_- : v_+ = 1{,}1 : 1{,}0$ ein Mittelwert, wie er in feuchter Luft gefunden wird.

Das Verhältnis der gefundenen Ionenzahlen ist also reziprok dem wahrscheinlichen Verhältnisse der Wanderungsgeschwindigkeiten unter unseren Versuchsbedingungen. Eine Bestätigung des oben genannten Resultates $n_+ > n_-$ kann daher in diesen Versuchen erblickt werden, wenn sich zeigt, daß $\lambda_+ = \lambda_-$ ist.

Als Resultat von 34 in dieser Weise durchgeführten Beobachtungsreihen erhielten wir: Zwei in unmittelbarer Nähe des Erdbodens aufgestellte, entgegengesetzt geladene Platten, in die „freier Strom" fließt, entladen sich gleichschnell. Die Leitfähigkeit der Atmosphäre in unmittelbarer Nähe des Erdbodens ist für beide Elektrizitätsarten gleich groß.

Für die Erkenntnis der luftelektrischen Strömungserscheinungen in den unteren Schichten der Atmosphäre dürfte dies Resultat nicht unwichtig sein. Auf den Absolutwert der hier gefundenenen Leitfähigkeit legen wir kein besonderes Gewicht; immerhin ist es bemerkenswert, daß dicht am Boden ein Wert von derselben Größenordnung (10^{-4}) gefunden wurde, wie er nach anderen Methoden im freien Luftraum konstatiert wird.

Auch sonst wurde ja erkannt, daß die Unipolarität in den Leitfähigkeitsbestimmungen nur eine scheinbare, durch die Apparate vorgetäuschte ist[1]). Für uns ist es wichtig, daß die aus $\lambda_+ = \lambda_-$ wiederum hervorgehende Unipolarität in der Ionenführung $\overset{+}{n} > \overset{-}{n}$ dagegen tatsächlich eine reale Bedeutung besitzt. —

Die Resultate der Untersuchung lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

1. Unter genau definierten Bedingungen wurden an der Trennungsschicht zwischen Erdboden und Luftmeer zahlreiche Registrierungen der luftelektrischen Zerstreuung vorgenommen, wobei die Apparatanordnung eine einwandfreie Umrechnung auf absolutes Maß gestattete.

2. Durch gelegentlichen luftdichten Abschluß der verwendeten Bodenöffnungen wurde nachgewiesen, daß an der registrierten Zerstreuung aus dem Erdboden dringende Emanationen, ihre Zerfallsprodukte und Ionen einen wesentlichen Anteil haben.

3. Durch gelegentliches Übersanden der Bodenöffnungen wurde der Nachweis erbracht, daß die Beschaffenheit der obersten Schichten des Erdbodens nicht nur den Gesamtbetrag der am Erdboden überhaupt zu erhaltenden Zerstreuungswerte wesentlich bedingt, sondern vor allem auch das Verhältnis von positiver und negativer Zerstreuung wesentlich zu verschieben vermag, daß also tatsächlich bei der Erhaltung des normalen Überschusses an freier positiver Ladung in den untersten Schichten der Atmosphäre ein Prozeß mitbeteiligt ist, den man nicht unpassend als „Bodenatmung" bezeichnen kann.

4. Die in der Bodenluft selbst wirksamen Agenzien vermögen bei uns im Mittel ca. 330 Ionen pro cm^3 und sec zu bilden.

5. Als Mittelwert der Zerstreuungen ergeben sich am Beobachtungsorte im Sommer folgende Werte:

Zerstreuung durch die positiven Ionen:

2,09 E.S.E. pro Stunde,

bei einer Bodenfläche von 30×40 cm^2 und einer Größe der Zerstreuungsplatte von 20×30 cm^2.

Zerstreuung durch die negativen Ionen:

1,96 E.S.E.

Im Winter werden Zahlen von ungefähr gleicher Größe gefunden.

Der Überschuß an positiven Ionen beim Austritt der Ionen und der ionenerzeugenden Agenzien aus dem Boden beträgt rund 1 E.S.E. pro m^2 und Stunde. Dieser Betrag ließ sich durch eine Sandschicht von 2 cm Dicke auf etwa 2,5 E.S.E. pro m^2 und Stunde steigern.

6. Die Zerstreuungswerte zeigen einen deutlich ausgesprochenen täglichen Gang, bei dem ein „Sommertypus" von dem „Wintertypus" zu unterscheiden ist. Die Tageskurven für beide Ionenarten zeigen neben Übereinstimmungen auch wesentliche Unterschiede, die sich aus der verschiedenen Beweglichkeit der beiden Ionenarten erklären lassen.

7. Ein Vergleich mit dem Gange des Luftdruckes zeigt, daß ein ursächlicher Zusammenhang zwischen Ionenmenge und Luftdruckhöhe nicht zu konstatieren ist. Dagegen verhalten sich die Tageskurven der Ionen und der Luftdruckschwankungen wie Bild und Spiegelbild. Es besteht bei uns eine Phasenverschiebung von ca. $1^1/_2$ Stunden in dem Sinn, daß die Luftdruckschwankung vorausgeht und als Ursache der Ionenschwankung anzusehen ist.

8. Ein Vergleich mit anderen meteorologischen Elementen zeigt daher auch, daß Faktoren, die für die Luftdruckschwankungen mitbestimmend sind, damit mittelbar auch die Ionenschwankungen beeinflussen.

9. Registrierungen der Leitfähigkeit zeigen gleiche Leitfähigkeit für beide Vorzeichen; eine Unipolarität findet hierbei nicht statt. Wegen der Verschiedenheit der spezifischen Wanderungs-

1) Vgl. K. Kurz, diese Zeitschr. **7**, 771, 1906 und Dissertation, Gießen 1907.

Digitized by Google

geschwindigkeiten folgt aber hieraus wiederum die tatsächliche Unipolarität in der Ionendichte selbst und zwar in einem Verhältnisse, wie es die Zerstreuungsmessungen direkt ergeben haben.

München, Physikal. Institut der Techn. Hochschule, März 1910.

(Eingegangen 14. März 1910.)

Über den täglichen und jährlichen Gang der elektrischen Zerstreuung in der Atmosphäre.

Von C. Negro.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich die Resultate von Messungen veröffentlicht, die ich im Jahre 1908 über die elektrische Zerstreuung in der Atmosphäre ausgeführt habe; doch beschränkten sich diese auf die Sommermonate, weil ich die Versuche damals auf dem Lande machte in ziemlich entfernten Orten, zum Teil in der Nähe von Bologna, zum Teil in der Nähe von Turin. Jetzt, wo ich die Zusammenstellung der Beobachtungen eines ganzen Jahres vollendet habe[2]), ist es wohl am Platze, den täglichen und jährlichen Gang zu untersuchen.

Hierbei drängt sich sofort eine Frage in bezug auf die Einschätzung der Tage auf: soll man alle Tage gleichmäßig berücksichtigen, oder soll man einige ausscheiden? und in letztem Falle welche? Wenn man in der Meteorologie den täglichen und jährlichen Gang von Temperatur, Luftdruck usw. aus den Mittelwerten bestimmen will, so benutzt man alle zur Verfügung stehenden Beobachtungen, ohne darauf Rücksicht zu nehmen, ob manche davon außergewöhnlichen Verhältnissen entsprechen; aber in vorliegendem Falle muß man, glaube ich, von diesem Systeme abgehen. Im Tale des Po, wo die Versuche gemacht wurden, sind während der Sommerszeit Gewitter sehr häufig und, wie ich in meiner früheren Arbeit schon erwähnt habe, ist an Gewittertagen der Gang der Zerstreuung so merkwürdig und liefert so hohe und von Fall zu Fall so verschiedene Werte, daß er unmöglich als normal gelten kann. Wenn diese sicheren Anomalien mit einbezogen würden in die Berechnung des normalen Ganges, so könnten sie bei ihrer Häufigkeit und Intensität den wahren Gang verhüllen oder wenigstens noch unklarer machen, als er ohnehin schon ist. Dasselbe gilt auch für die ganz oder halb trüben Tage, d. h. für die Tage mit starker Wolkenbildung, wenn auch die Unregelmäßigkeiten hier nicht so ausgeprägt sind. Von diesem Gesichtspunkte aus schien es mir richtig, alle die Tage auszuscheiden, an welchen offenkundig irgendwelche störende Einflüsse auftraten und nur die hellen Tage in Betracht zu ziehen. Dieselben Überlegungen führten schon Conrad[1]) dazu, bei seinen Untersuchungen auf dem Sonnblick über die elektrische Zerstreuung in der Atmosphäre, nach diesem System vorzugehen, indem er bei seiner Bestimmung des täglichen Ganges nur die Beobachtungen bei völlig klarem Himmel berücksichtigt.

Von Februar bis Juli und von Oktober ab weiter wurden die Beobachtungen in Bologna gemacht; der Apparat stand auf dem Vorsprung eines Nordfensters, das auf einen weiten, mit hochstämmigen Bäumen bepflanzten Hof ging. In den Sommermonaten wurden die Beobachtungen teils in Moncalieri bei Turin, teils in der Nähe von Bologna ausgeführt. Diese beiden Beobachtungsorte lagen im freien Felde. Ich habe getrachtet, alle 2 Stunden eine Beobachtung zu machen, und zwar immer zuerst für die negative, dann für die positive Zerstreuung. Zur Verwendung kam ein Elster- und Geitel-Apparat. Die Beobachtungszeit wurde auf 5 Minuten reduziert, doch wurde meistens erst 10 Minuten nach der Ladung abgelesen, damit der Apparat sich einstellen konnte. Der Mittelwert von q ist berechnet aus $\frac{\Sigma q}{n}$ und nicht aus $\frac{\Sigma a_-}{\Sigma a_+}$; es ist daher nicht zu verwundern, wenn manchmal der Mittelwert von q kleiner als 1 ist, trotzdem der Mittelwert von a_- dabei größer ist als der von a_+. Der tägliche Verlauf, wie ich ihn fand, stimmt zum Teil mit dem von anderen Forschern bestimmten überein, zum Teil weicht er davon ab. Aber bei Beurteilung der Übereinstimmung sowohl als wie der Abweichungen ist wohl zu beachten, daß fast alle Forscher bei der Mittelbildung die ganzen Beobachtungen verwertet haben, während ich nur die Beobachtungen bei klarem Himmel benutzte. Czermak[2]) fand ein Minimum zu Mittag und ein Maximum in den Nachmittagsstunden; bei q konnte er keinen täglichen Gang erkennen, denn mit Ausnahme von einigen leichten unregelmäßigen Schwankungen war der Verlauf fast konstant. In meiner früheren Arbeit bemerkte ich, daß ich das sekundäre Minimum von 12^h nicht kon-

1) Diese Zeitschr. **10**, 449, 1909.

2) Bei all den zahlreichen Messungen hat mir der Studierende Giuseppe Tosatti sehr geschickt und klug geholfen, wofür ich ihm zu herzlichem Danke verpflichtet bin.

1) Wiener Sitzber. Oktober 1904, S. 1143.

2) P. Czermak, Denkschr. Akad. Wien **74**, 55.

Digitized by Google

statieren konnte. Aus der jetzigen größeren Anzahl der Beobachtungen ergibt sich eine Bestätigung der Czermakschen Angabe.

Aus einer sehr großen Zahl in Kremsmünster ausgeführter Beobachtungen fand Zölß[1]) eine doppelte Periode mit einem Hauptmaximum in den ersten Nachmittagsstunden und einem sekundären Maximum in den Nachtstunden. Die zwei Minima fallen zwischen 6^h und 7^h morgens und zwischen 7^h und 8^h abends, verschieben sich aber mit der Jahreszeit gegen die Stunde des Sonnenaufganges bzw. Sonnenuntergangs. Zölß bemerkt jedoch, daß in den Fällen, wo ein ausgeprägtes nächtliches Maximum zu verzeichnen war, stets auch ein außergewöhnlicher Wind während der Nacht herrschte; während umgekehrt bei ganz ruhiger Luft das Zerstreuungsmaximum fehlte. Außerdem ergab sich bei mehreren 24 stündigen Beobachtungsreihen bei klarem Sommerwetter nur eine Periode im täglichen Gange, mit einem Maximum um 1 Uhr nachmittags und einem Minimum um 4 Uhr morgens.

Conrad[2]) findet aus seinen Beobachtungen auf dem Sonnblick, wobei er nur die bei klarem Himmel gemachten benutzt, daß auch in dieser Höhe die zwei Zerstreuungen eine doppelte tägliche (24 Stunden) Periode aufweisen; bei der positiven viel weniger ausgeprägt als bei der negativen. Das Hauptmaximum fällt in die ersten Nachmittagsstunden und das Hauptminimum gegen Mitternacht.

Der tägliche Gang, den ich aus den klaren Tagen eines ganzen Jahres erhalten habe, wobei jedoch keine nächtliche Beobachtungen ausgeführt wurden, ist aus folgender Tabelle ersichtlich.

Tabelle I.

	a_-	a_+	q
6^h	2,35	2,12	1,31
8^h	1,76	1,86	0,96
10^h	1,76	1,81	0,96
12^h	1,70	1,74	1,07
2^h_p	2,05	2,13	1,00
4^h_p	2,23	2,41	0,95
6^h_p	1,96	1,92	1,08
8^h_p	1,63	1,70	1,04

Man erkennt hieraus, daß für a_- sowohl als auch für a_+ zwei Maxima auftreten, das eine um 6^h, das andere um 4^h_p, also am frühen Morgen und nachmittags nach der heißesten Zeit. Die Minima für a_- fallen auf 12^h_m und 8^h_p, für a_+ auf 12^h_m und 6^h_p. Die Werte von q zeigen keine bemerkenswerten Schwankungen, mit Ausnahme des 6^h-Wertes; doch dieser verhältnismäßig hohe Wert (1,31), der einen bedeutenden Überschuß von freien positiven Ionen anzeigt, kann leicht durch Kondensation von Wasserdampf erklärt werden, der ja mit Vorliebe negative Ionen einschließt. Am Vormittage beibt q fast konstant und kleiner als 1; um 12^h_m wird es größer als 1, nimmt dann ab bis 6^h_p, wo es den Wert 1,08 erreicht.

Dies ist der Gang, wenn man die Mittelwerte des ganzen Jahres nimmt; nimmt man jedoch die klaren Tage für jede Jahreszeit gesondert, so erhält man die folgenden Werte:

Tabelle II.

	Winter (Dezember—Februar)			Frühling (März—Mai)		
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	a_-
6^h	1,30	1,32	0,98	2,52	2,20	2,08
8^h	0,66	0,63	1,05	1,39	1,47	0,95
10^h	0,63	0,64	0,93	1,79	1,95	0,91
12^h	0,82	0,69	1,13	1,59	1,57	1,19
2^h_p	0,95	0,95	1,02	1,95	1,96	1,01
4^h_p	0,95	0,91	1,05	2,33	2,51	0,94
6^h_p	0,53	0,49	1,23	1,69	1,61	1,06
8^h_p	0,59	0,63	1,22	1,03	1,06	0,94

	Sommer (Juni—August)			Herbst (Septbr.—Novbr.)		
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q
6^h	2,69	2,34	1,15	2,71	2,61	1,04
8^h	3,07	3,28	0,90	1,90	2,05	0,93
10^h	2,51	2,49	1,02	2,10	2,17	0,99
12^h	2,52	2,46	1,06	1,86	2,23	0,88
2^h_p	2,88	3,14	0,93	2,42	2,48	1,03
4^h_p	3,28	3,53	0,93	2,34	2,69	0,88
6^h_p	3,46	3,53	1,00	2,16	2,05	1,02
8^h_p	3,74	3,92	1,02	1,17	2,19	0,98

Man kann hieraus entnehmen, daß die Maxima und Minima für a_+ und a_- in den verschiedenen Jahreszeiten sich etwas verschieben, wie es in der folgenden Tabelle zusammengestellt ist; zum besseren Vergleiche wurden auch die entsprechenden Werte aus Tabelle I beigefügt.

Tabelle III.

	Maxima		Minima	
	a_-	a_+	a_-	a_+
Winter . . .	6^h, 4^h_p	6^h, 2^h_p	10^h, 6^h_p	8^h, 6^h_p
Frühling . .	6^h, 4^h_p	6^h, 4^h_p	8^h, 8^h_p	8^h, 8^h_p
Sommer . .	8^h, 8^h_p	8^h, 8^h_p	10-12^h, ?	12^h, ?
Herbst . . .	6^h, 2^h_p	6^h, 4^h_p	8^h, 8^h_p	8^h, 8^h_p
Das ganze Jahr	6^h, 4^h_p	6^h, 4^h_p	12^h, 8^h_p	12^h, 6^h_p

Bei den Maxima kann man eine erhebliche Verschiebung während der Sommermonate erkennen. Da meine Beobachtungen sich nur

1) B. Zölß, Sitzber. Akad. Wien, Januar 1905, S. 189.
2) l. c. S. 1154.

Digitized by Google

über ein Jahr erstrecken, kann ich nicht entscheiden, ob dies eine normale Erscheinung ist, oder ob es mit besonderen Verhältnissen des verflossenen Jahres zusammenhängt; doch kann man einen Zusammenhang ersehen zwischen Maximum und Minimum; mit der Verschiebung des Nachmittagsmaximum verschwindet, wenigstens innerhalb der Beobachtungszeit, das Abendminimum, das in den anderen Jahreszeiten für a_- sowohl als auch für a_+ um 8^h_p oder höchstens um 6^h_p eintritt. Zu beachten ist ferner, daß, mit Ausnahme des Winters, in allen Jahreszeiten neben den oben genannten 2 Minima noch ein drittes sekundäres Minimum um 12^h_m für beide Zerstreuungen auftritt, und dementsprechend hat man fast immer ein Anwachsen des Wertes von q, welcher hier größer wird als 1. Was q anbetrifft, so ist es in den verschiedenen Jahreszeiten in den ersten und letzten Stunden des Tages und gegen 12^h meistens größer als 1, sonst $q < 1$. Aber auch hier ist der Winter auszunehmen, denn in den Wintermonaten ist fast immer $q > 1$.

Der jährliche Gang wird aus der folgenden Tabelle ersichtlich:

Tabelle IV.

	$a-$	$a+$	q
Februar	0,73	0,85	0,87
März	1,61	1,62	1,02
April	1,37	1,47	1,00
Mai	2,12	2,12	1,12
Juni	3,02	3,14	1,00
Juli	2,79	2,82	1,00
August	3,41	3,59	0,97
September . . .	3,03	3,20	0,99
Oktober	2,29	2,40	0,98
November . . .	1,15	1,20	0,96
Dezember . . .	0,85	0,77	1,09
Januar	0,68	0,57	1,28

Den kleinsten Wert der Zerstreuung trifft man im Januar, den größten im August, also im kältesten und heißesten Monat. Der Übergang vom Minimum zum Maximum wird in den Monaten April und Juni unregelmäßig; man kann aus den Beobachtungen nicht ersehen, woran das liegen mag. Es handelt sich sicher um irgendeine störende Ursache, die gerade in diesem Jahre besonders stark war; wenn auch nur die klaren Tage genommen wurden, so war auch an diesen der Wind meist sehr wechselvoll, sowohl was Richtung als auch was Stärke anbetrifft.

Die Schwankungen nach den Jahreszeiten sind in Tabelle V angegeben.

Diese Resultate bestätigen das, was von vielen andern schon gefunden worden ist. So fand Czermak[1]) im Winter die kleinsten, im

1) P. Czermak, l. c. S. 88.

Tabelle V.

	$a-$	$a+$	q
Winter	0,75	0,73	1,08
Frühling	1,70	1,74	1,05
Sommer	3,07	3,18	0,99
Herbst	2,16	2,27	0,97
Das ganze Jahr . .	1,92	1,97	1,02

Sommer die größten Werte; im Herbst ein langsames Sinken; aber sobald Winterkälte auftritt und besonders bei ausgedehntem Schneefall wird schnell der kleinste Wert erreicht.

Die kleinen Abweichungen, welche meine Resultate von denen anderer Forscher zeigen, muß man der Tatsache zuschreiben, daß ich mich auf die klaren Tage beschränkt habe. Zölß fand z. B., daß das Maximum der positiven Zerstreuung im April auftritt, das Maximum der negativen im Juni und das Minimum für beide Vorzeichen im Januar. Die relativ hohen Werte im April, die in Kremsmünster und Wolfenbüttel gefunden wurden, schreibt Zölß dem starken Winde zu, der in diesem Monate oft weht.

Aus den mitgeteilten Beobachtungen ersieht man, unter Mitberücksichtigung von einigen der zahlreichen Untersuchungsreihen anderer Forscher über die elektrische Zerstreuung, daß man sicher von einer wohldefinierten jährlichen Periode sprechen kann. Das Minimum fällt in die kalte Zeit, das Maximum in die heiße. Der genaue Zeitpunkt der extremen Werte ist noch unsicher; unsicher ist auch, ob sich der genannten periodischen Bewegung nicht eine zweite schwächere überlagert; aber in seinen Hauptpunkten ist der jährliche Gang festgelegt.

Dasselbe kann nicht von dem täglichen Gang gesagt werden. Alle Forscher finden darin eine Regel, aber der eine diese, der andere jene. Und es kann auch nicht anders sein, denn die Umstände, welche die beobachteten Werte beeinflussen, sind zu sehr verschieden; gerade deshalb wäre es nötig, daß man der Berechnung des täglichen sowohl, wie des jährlichen Ganges nur die Beobachtungen zugrunde legt, bei denen wahrscheinlich keine Störungen auftraten. So wäre es möglich, besser zu vergleichen und man käme vielleicht zu höchst interessanten Ergebnissen.

Bologna, März 1910.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen am 14. März 1910.)

Digitized by Google

Über die Elektrizität von Regen und Schnee. (On the Electricity of Rain and Snow.)

Von George C. Simpson[1]).

1. Im Zusammenhange mit einer in den „Philosophical Transactions“[2]) veröffentlichten Theorie der Gewitterelektrizität wurden im Jahre 1908 Messungen über die Ladungen von Regen angestellt, und es erschien ratsam, diese Messung noch ein zweites Jahr lang fortzusetzen.

Die Verlegung des Meteorologischen Institutes zu Simla gegen Ende 1908 bot einen geeigneten Ort, und demgemäß wurde die Hütte, welche die Apparate enthielt, abgeschlagen und auf dem Grund und Boden des neuen Gebäudes wieder aufgestellt. Die Anordnung der Instrumente blieb in allen wesentlichen Teilen die gleiche wie die in der früheren Arbeit beschriebene. Nach dem Umzuge und der Neuaufstellung zeigte sich aber, daß sich die elektrische Kapazität des Regensammelgefäßes von 141 cm auf 150 cm verändert hatte. Der Regenmesser wurde gleichfalls neu eingestellt, und zwar so, daß jedes Umkippen des Eimers nunmehr einer Regenhöhe von 0,11 mm entspricht und nicht mehr einer solchen von 0,14 mm wie vor der Änderung. Der Apparat zur Aufzeichnung des Potentialgradienten wurde so abgeändert, daß er bei schönem Wetter zur Registrierung des normalen Potentialgradienten benutzt werden konnte. Das wurde dadurch bewerkstelligt, daß ein kräftigerer Radiumkollektor an der ins Freie hinausragenden Stange befestigt wurde. Es zeigte sich, daß die neue Örtlichkeit weniger stark von Spinnen heimgesucht wurde als die frühere, so daß sich praktisch keine Schwierigkeiten daraus ergaben, daß sich die Apparate durch Spinngewebe entluden. Alle Apparate arbeiteten während der ganzen Regenzeit zur Zufriedenheit, und nur sehr wenige Regenperioden konnten nicht mit Erfolg untersucht werden.

2. Der Regenfall des Monsuns von 1908 lag unter dem Durchschnitt, während der des Monsuns von 1909 ein wenig darüber lag. In Simla weiß man, daß regenarme Monsune von einer ungewöhnlichen Anzahl von Gewittern begleitet werden; während eines guten Monsuns fällt der Regen regelmäßig und nur mit gelegentlichen Unterbrechungen; dagegen sind während eines schlechten Monsuns die Perioden trockenen Wetters länger und enden stets mit einem Gewitter. Diese Tatsache trat bei den Messungen von 1908 und 1909 hervor, denn im zweiten Jahre waren die Gewitter weder so heftig noch so häufig wie im Jahre 1908.

Die gesamte Regenmenge, die während der untersuchten Stürme vom 19. April bis zum 12. September 1909 fiel, betrug 95,8 cm. Die Elektrometerkurve verzeichnete geladenen Regen während 2212 Zeitintervallen von je zwei Minuten; in 1599 von diesen Intervallen gab das Elektrometer positive Elektrizität an und in 613 negative. Die gesamte positive Elektrizitätsmenge, die auf ein Quadratzentimeter Oberfläche fiel, betrug 21,7 elektrostatische Einheiten, und die negative 6,2 Einheiten. Vergleicht man diese Zahlen mit den entsprechenden des Vorjahres, so sieht man, daß die Gesamtladung ein wenig abnahm, während die Regenmenge von 76,3 cm auf 95,8 cm zunahm.

3. Das wichtigste Ergebnis der vorjährigen Untersuchungen war vielleicht die Tatsache, daß der Regen mehr positive Elektrizität herniederbrachte als negative, während bisher allgemein die Ansicht geherrscht hatte, daß der Regen im großen ganzen negativ geladen wäre. Im Jahre 1908 fiel 2,9mal soviel positive Elektrizität wie negative, und die Zeit, während welcher positiver Regen fiel, war 2,3mal so lang wie die, während welcher negativ geladener Regen fiel[1]). Die entsprechenden Zahlen für 1909 sind 3,2 bzw. 2,6; das frühere Ergebnis ist somit vollauf bestätigt worden.

Wenn geladener Regen niedergeht, so ist die Wirkung einem senkrecht verlaufenden Elektrizitätsstrome äquivalent; bei positiv geladenem Regen kann man den Strom als positiv ansehen und bei negativ geladenem als negativ.

Tabelle I zeigt die Häufigkeit des Auftretens verschiedener Stromdichten.

Tabelle I.

Stromdichte (Einheit = 10^{-13} Amp./cm^2	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, während welcher der Strom positiv war	negativ war	Verhältnis zwischen der Anzahl positiver und der Anzahl negativer Intervalle
2 — 50	1263	522	2,4
50 — 100	198	66	3,0
100 — 150	68	18	3,8
150 — 200	22	3	7,3
> 200	44	4	11,0

Diese Tabelle ist in allen wesentlichen Punkten der entsprechenden Tabelle für 1908

1) Mitteilung an die Royal Society, London. Vorgelegt von Herrn Dr. Gilbert T. Walker. Eingegangen am 18. Dezember 1909. Vorgetragen am 13. Januar 1910.

2) Phil. Trans. (A) **209**, 379, 1909.

1) Infolge eines Schreibfehlers sind in der früheren Arbeit die Zahlen für das Auftreten positiver und negativer Elektrizität falsch verzeichnet. Sie müssen 1395 bzw. 608 heißen statt 1362 bzw. 564. Dann ergibt sich ein Verhältnis von 2,3 statt 2,4. Der Fehler ist nicht von Bedeutung.

Digitized by Google

ähnlich, und die Hauptfolgerungen, die sich aus ihr ziehen lassen, sind, wie früher, daß

1) starke Ströme, und zwar sowohl positive als negative, weniger häufig auftreten als schwache;

2) die positiven Ströme um so stärker vorherrschen, je größer die Stromdichte ist.

4. In Tabelle II findet man die Werte für alle positiven Ströme, bei denen die Stromdichte größer war als 300×10^{-15} Amp./cm². Negative Ströme, bei denen die Stromdichte diesen Wert überschritt, traten nicht auf.

Tabelle II.

Positive Ströme	
Amp. $\times 10^{-15}$	Datum
312	18. April
337	18. „
312	18. „
312	18. „
400	5. Juni
>613	15. „
331	15. „
307	18. „
441	19. „
429	19. „
>613	19. „
343	19. „
374	20. „
454	20. „
478	20. „
356	20. „
564	27. „
319	27. „
324	11. Juli
357	11. „
357	11. „
357	11. „
313	12. Sept.
313	12. „

Hinsichtlich der positiven Ströme ähnelt diese Tabelle der entsprechenden für den vorjährigen Monsun, mit dem einzigen Unterschiede, daß Stromstärken von mehr als 600×10^{-15} Amp. weniger häufig sind. Es ist beachtenswert, daß nicht ein einziger negativer Strom von mehr als 300×10^{-15} Amp. verzeichnet wurde. Dadurch gewinnt somit der Eindruck eine Stütze, den ich in der vorigen Arbeit zum Ausdruck gebracht habe, daß nämlich der Sturm vom 13. Mai 1908 ganz außergewöhnlich war.

5. Tabelle III zeigt, wie häufig Regen mit verschiedener Ladung auf ein Kubikzentimeter verzeichnet wurde.

Diese Tabelle zeigt ähnliche Ergebnisse wie die entsprechende Tabelle für 1908. Nimmt man die beiden Tabellen zusammen, so kann man mit Sicherheit sagen, daß eine Tendenz für das Überwiegen positiver Elektrizität über negative vorhanden ist, die mit zunehmender

Tabelle III.

Ladung auf ein Kubikzentimeter Regen, in elektrostatischen Einheiten	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, während welcher die Ladung war		Verhältnis zwischen der Anzahl positiver und der Anzahl negativer Intervalle
	positiv	negativ	
0,1—0,9	1116	381	2,9
1,0—1,9	104	66	1,6
2,0—2,9	56	28	2,0
3,0—3,9	21	21	
4,0—4,9	15	7	1,2
5,0—5,9	1	4	
>6	1	1	

Ladung im Kubikzentimeter Wasser abnimmt. Dieses Ergebnis steht durchaus nicht im Widerspruch mit der aus der Tabelle I gezogenen Schlußfolgerung; während nämlich starke Ströme im allgemeinen durch heftigen Regen verursacht werden, treten hohe Ladungen im Kubikzentimeter im allgemeinen bei leichtem Regen auf (siehe Tabelle V).

6. Tabelle IV enthält Einzelheiten über die beiden Fälle, in denen Ladungen von mehr als sechs elektrostatischen Einheiten auf ein Kubikzentimeter Wasser auftraten. Diese Tabelle ist viel kleiner als die Tabelle der früheren Mitteilung, die 34 Fälle enthielt.

Tabelle IV.

Positive Ladung im cm³ Regen		Negative Ladung im cm³ Regen	
Elektrostatische Einheiten	Datum	Elektrostatische Einheiten	Datum
7,7	24. April	7,5	3. September

7. Am interessantesten ist vielleicht der Vergleich zwischen der Stärke des Regenfalles und der von ihm getragenen Ladung.

Diese Tabelle zeigt den einzigen bedeutenden Unterschied zwischen den Ergebnissen der beiden Jahre. Im Jahre 1908 gab es nicht einen einzigen Fall, wo Regen, der mit größerer Geschwindigkeit als 1 mm in zwei Minuten fiel, eine negative Ladung mit herniederführte; im Jahre 1909 traten 14 derartige Fälle auf. Obschon die negativen Ladungen bei schwerem Regen im Jahre 1909 nicht gänzlich aufhörten, zeigt die Tabelle doch, daß ihre Häufigkeit gegenüber der Häufigkeit positiv geladener Regenfälle sehr gering wurde. Die Tabelle bringt indessen eine Beziehung zum Vorschein, die in der früheren Arbeit nicht zu erkennen war. Man bemerkt, daß sehr leichter Regen verhältnismäßig hohe Ladungen hat, und daß die Ladung im Kubikzentimeter für beide Arten von Elektrizität mit

Digitized by Google

Tabelle V.

Geschwindigkeit des Regenfalles, Millimeter Regen in zwei Minuten	Regen ohne Ladung	Regen mit positiver Ladung		Regen mit negativer Ladung		Verhältnis der Anzahl Zeitintervalle von je zwei Minuten mit positiver Ladung zu jenen mit negativer Ladung	Verhältnis zwischen der mittleren positiven und der mittleren negativen Ladung im cm^3
	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm^3 Regen in elektrostatischen Einheiten	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm^3 Regen in elektrostatischen Einheiten		
weniger als 0,16	—	199	1,39	125	1,58	1,6	0,88
ungefähr 0,16	671	541	0,61	268	0,78	2,0	0,78
„ 0,38	94	195	0,26	71	0,34	2,7	0,59
„ 0,60	16	107	0,20	25	0,19	4,3	0,95
„ 0,82	2	81	0,18	6	0,24	13,5	1,34
„ 1,04	0	57	0,16	6	0,17	9,5	1,08
„ 1,26	0	49	0,23	7	0,13	7,0	1,76
„ 1,48	1	39	0,23	2	0,10	19,5	2,30
„ 1,70	0	16	0,21	1	0,07	16,0	3,00
mehr als 1,70	0	50	0,19	4	0,05	12,5	4,00

zunehmender Stärke des Regenfalles, bis zu 0,60 mm in zwei Minuten aufwärts, abnimmt. Bei größerer Geschwindigkeit verhalten sich indessen positiv und negativ geladener Regen verschieden; von 0,60 mm in zwei Minuten an bis zu den größten gemessenen Regenfallgeschwindigkeiten war die positive Ladung im Kubikzentimeter praktisch dieselbe, während bei negativ geladenem Regen die Ladung mit zunehmender Geschwindigkeit weiter abnimmt.

Bei der Betrachtung der Ursache der Gewitterelektrizität habe ich in der vorigen Arbeit großen Nachdruck auf das Fehlen negativer Ladung bei heftigem Regen gelegt. Diese beiden neuen Ergebnisse berühren die dort angestellte Überlegung nicht wesentlich. Im Zentrum des Gewitters, wo die heftigen aufsteigenden Ströme zu einer großen Absonderung von Wasser und folglich zu einer starken Trennung der Elektrizität Anlaß geben, muß ein beträchtlicher Regenfall aus den oberen Wolken stattfinden, die nach der Theorie hochgradig mit negativer Elektrizität geladen sind. Die negative Elektrizität, die dieser Regen herabführt, ist in der Regel weit geringer als die positive Ladung aus der Oberschicht des aufsteigenden Stromes; daß aber die negative Ladung gelegentlich, selbst beim schwersten Regen, die positive Ladung übertreffen kann, wird man bei Betrachtung des in Frage kommenden verwickelten Vorganges erwarten. Die geringen negativen Ladungen im Kubikzentimeter Wasser beim schwersten Regen weisen darauf hin, daß der Regen in diesen Fällen vermutlich ein Gemisch aus positiv geladenem und negativ geladenem Wasser ist, daß aber die negative Elektrizität ein wenig im Überschuß ist.

Um zu untersuchen, ob in irgendeinem Teile des Gewitters die Elektrizität eines Vorzeichens überwiegt oder nicht, teilte ich jede Regenperiode in vier gleiche Teile und verglich für jeden dieser Teile die Anzahl von Malen, wo negative Ladung auftrat, mit der Anzahl von Malen, wo positive Ladung auftrat. Die in der Tabelle VI der vorigen Arbeit veröffentlichten Daten zeigten, daß im Jahre 1908 kein ausgesprochener Unterschied vorhanden war, während die neuen Daten sogar einen noch geringeren Unterschied angeben. Ein anderes Verfahren, denselben Effekt zu untersuchen, besteht darin, daß man sieht, ob die Gewitter mit negativer Elektrizität anzufangen oder zu enden pflegen. Ich wandte dieses Verfahren in der Weise an, daß ich die Anzahl positiver und negativer Vorzeichen der Elektrizität zählte, die in den ersten und den letzten Intervallen von zwei Minuten bei jedem Gewitter verzeichnet wurden, und es ergab sich, daß das gefundene Verhältnis praktisch dasselbe war wie das für das ganze Gewitter erhaltene. Es sind somit keine Anzeichen dafür vorhanden, daß negative Elektrizität während irgendeiner Periode des Gewitters häufiger auftrete als während irgendeiner anderen.

Tabelle VI.

	Verhältnis zwischen der Häufigkeit positiver und negativer Ladung		
	in den beiden ersten Minuten jedes Gewitters	in den beiden letzten Minuten jedes Gewitters	während des ganzen Gewitters
1908	2,1	2,1	2,3
1909	2,2	2,3	2,6

Wenden wir uns nun der Frage nach einer Beziehung zwischen dem Vorzeichen des Potentialgradienten und dem Vorzeichen der Elektrizität des Regens zu, so finden wir, daß, wie im Jahre vorher, die Daten nicht gestatten, irgendeine bestimmte Beziehung zu verzeichnen. In

Digitized by Google

dem Jahre 1909 sind die Daten weit zahlreicher, als sie im Vorjahre waren, und man wird aus Tabelle VII ersehen, daß eine ganz geringe Tendenz der Ladung am Regen nach dem Vorzeichen hin besteht, das dem des Potentialgradienten entgegengesetzt ist. Aber diese schwache Beziehung könnte geradesogut eine zufällige sein und wir dürfen keine bestimmte Aussage darauf gründen.

Tabelle VII.

	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, in denen das Potential positiv war	negativ war	Prozentsatz für das Auftreten eines negativen Potentialgradienten
ungeladener Regen	314	630	67
positiv geladener Regen	604	879	59
negativ geladener Regen	312	268	46

Ich habe die während der beiden Jahre gewonnenen Daten in den nachstehenden Tabellen A—E zusammengestellt und die Schlußfolgerungen, die sich aus ihnen ziehen lassen, in ein paar kurzen Sätzen zum Ausdruck gebracht.

Tabelle A.

Gesamtmenge des untersuchten Regens .	172,1 cm
Gesamtmenge positiver Elektrizität, die auf jedes Quadratzentimeter Oberfläche fiel	44,0 elektrostat. Einh.
Gesamtmenge negativer Elektrizität, die auf jedes Quadratzentimeter Oberfläche fiel	13,8 elektrostat. Einh.
Verhältnis der Menge positiver Elektrizität zur Menge negativer	3,2
Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten, in denen der Regen positiv geladen war	2994
Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten, in denen der Regen negativ geladen war	1221
Verhältnis der Anzahl der Intervalle mit positiv geladenem Regen zur Anzahl jener mit negativ geladenem . . .	2,5

Tabelle B.

Stromstärke in Ampere·10−15 per cm²	Anzahl der Intervalle von zwei Minuten, in denen der Strom positiv war	negativ war	Anzahl der positiven Intervalle / Anzahl der negativen Intervalle
2— 50	2321	1033	2,2
50 – 100	363	114	3,2
100 – 150	149	35	4,3
150—200	55	8	6,9
> 200	90 (84)[1]	26 (9)[1]	3,5 (9,4)[1]

1) Wenn man das abnorme Gewitter vom 13. Mai 1908 nicht berücksichtigt, so müssen die eingeklammerten Zahlen an die Stelle der nichteingeklammerten treten.

Tabelle C.

Ladung im cm³ Regen in elektrostatischen Einheiten	Anzahl der Intervalle von zwei Minuten, in denen die Ladung positiv war	negativ war	Anzahl der positiven Intervalle / Anzahl der negativen Intervalle
0,1—0,9	1953	686	2,8
1,0—1,9	252	122	2,1
2,0—2,9	108	53	2,0
3,0—3,9	60	27	
4,0—4,9	24	15	1,6
5,0—5,9	10	7	
6,0 und 76,0	15	21	

Tabelle E.

	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, in denen der Potentialgradient positiv war	negativ war	Prozentsatz für das Auftreten eines negativen Potentialgradienten
ungeladener Regen	559	1298	70
positiv geladener Regen	871	1316	60
negativ geladener Regen	429	484	53
	1859	3098	

Tabelle D.

Ungefähre Geschwindigkeit des Regenfalles, Millimeter Regen in zwei Minuten	Regen ohne Ladung: Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Regen mit positiver Ladung: Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Regen mit positiver Ladung: Mittlere Ladung im cm³ Regen in elektrostatischen Einheiten	Regen mit negativer Ladung: Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Regen mit negativer Ladung: Mittlere Ladung im cm³ Regen in elektrostatischen Einheiten	Verhältnis der Anzahl Zeitintervalle von je zwei Minuten mit positiver Ladung zu jenen mit negativer Ladung	Verhältnis zwischen der mittleren positiven und der mittleren negativen Ladung im cm³
< 0,16	—	386	1,52	293	1,92	1,3	0,8
0,16	1112	818	0,74	420	0,87	1,9	0,8
0,38	300	509	0,40	159	0,41	3,2	1,0
0,60	44	231	0,21	50	0,33	4,6	0,6
0,82	4	126	0,19	13	0,15	9,7	1,3
1,04	0	104	0,24	10	0,11	10,4	2,2
1,26	0	63	0,26	7	0,13	9,0	2,0
1,48	1	63	0,26	2	0,10	31,5 } 14	2,6
1,70	0	27	0,28	1	0,10	27,0 } 20	2,8
> 1,70	0	74	0,21	4	0,05	18,5 }	4,2

Digitized by Google

Schlußfolgerungen.

1. Die vom Regen herniedergeführte Elektrizität war zuweilen positiv und zuweilen negativ. (Tabelle A).

2. Die Gesamtmenge der vom Regen herabgebrachten positiven Elektrizität war 3,2mal so groß wie die Gesamtmenge der negativen. (Tabelle A.)

3. Die Periode, während welcher positiv geladener Regen fiel, war 2,5mal so lang wie die Periode, während welcher negativ geladener Regen fiel. (Tabelle A.)

4. Behandelt man geladenen Regen als einem vertikal gerichteten Elektrizitätsstrome äquivalent, so waren die Stromdichten im allgemeinen kleiner als 4×10^{-15} Ampere auf ein Quadratzentimeter; in einigen wenigen Fällen wurden jedoch größere Stromdichten verzeichnet, und zwar sowohl positive als auch negative. (Tabelle B.)

5. Negative Ströme traten weniger häufig auf als positive, und je größer die Stromdichte war, um so größer war die Tendenz für ein Überwiegen der positiven Ströme. (Tabelle B.)

6. Die Ladung, die der Regen trug, war im allgemeinen kleiner als 6 elektrostatische Einheiten auf ein Kubikzentimeter Regen; doch wurden gelegentlich größere Ladungen verzeichnet, und bei einem außergewöhnlichen Gewitter (am 13. Mai 1908) betrug die negative Ladung mehr als 19 elektrostatische Einheiten im Kubikzentimeter. (Tabelle C.)

7. Wie oben unter (**3**) vermerkt, wurde häufiger positive als negative Elektrizität verzeichnet, aber der Überschuß war um so weniger ausgeprägt, je höher die Ladung des Regens war. (Tabelle C.)

8. Bei allen Regengeschwindigkeiten trat positiv geladener Regen häufiger auf als negativ geladener, und die Häufigkeit positiv geladenen Regens nahm mit steigender Heftigkeit des Regenfalles schnell zu. Bei einem Regenfall von weniger als etwa 1 mm in zwei Minuten trat doppelt so oft positiv geladener Regen auf wie negativ geladener, während bei größerer Stärke positiv geladener 14mal so oft auftrat. (Tabelle D.)

9. Wenn der Regen langsamer fiel als mit etwa 0,6 mm in zwei Minuten, so nahm mit zunehmender Heftigkeit des Regens die Ladung auf das Kubikzentimeter Wasser ab. (Tabelle D.)

10. Bei Regenfall von größerer Stärke als etwa 0,6 mm in zwei Minuten war die von einem Kubikzentimeter Wasser mitgeführte positive Ladung von der Geschwindigkeit des Regenfalles unabhängig, während die mitgeführte negative Ladung mit wachsender Geschwindigkeit des Regenfalles abnahm. (Tabelle D.)

11. Während der einzelnen Regenperioden war der Potentialgradient häufiger negativ als positiv, doch waren keine deutlichen Anzeichen für eine Beziehung zwischen dem Vorzeichen der Ladung an dem Regen einerseits und dem Vorzeichen des Potentialgradienten andererseits vorhanden. (Tabelle E.)

12. Die Daten führen nicht zu der Annahme, daß negative Elektrizität während irgendeiner besonderen Periode des Gewitters häufiger auftritt als während irgendeiner anderen.

Schneefallelektrizität.

Während des Winters fällt in Simla eine gewisse Menge Schnee. Die bei der oben besprochenen Untersuchung benutzte Apparatur war nun zwar nicht zur Messung der Elektrizität des Schnees eingerichtet, doch war es immerhin möglich, einige qualitative Messungen zu machen. Da der Schnee in dem Aufnahmegefäß verblieb, so verzeichnete der Regenmesser nicht die gefallene Menge. Ich erhielt daher keine fortlaufende Aufzeichnung der Schneemenge, die der verzeichneten Ladung entsprach. Die Ladung für ein Gramm Schnee konnte somit nicht bestimmt werden.

Es fiel Schnee an neun Tagen zwischen dem 23. Dezember 1908 und dem 3. Februar 1909. An den meisten Tagen war der Schneefall von Blitz und Donner begleitet, und in der Regel war der Schnee mit einer beträchtlichen Menge Graupeln vermengt.

Wie beim Regen, so übertraf auch hier die Menge der positiven Ladung die der negativen, und positive Ladungen wurden während längerer Perioden herniedergeführt als negative.

Tabelle VIII.

	positiv	negativ	Verhältnis
Gesamtmenge der Elektrizität in elektrostatischen Einheiten	21,1	5,8	3,6
Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten	488	229	2,1

Das Auffallendste war die übermäßige Elektrizitätsmenge, die der Schnee mit herniederbrachte; obgleich nämlich nur während 717 Zeitintervallen von je zwei Minuten Schneefall vorhanden war, so zeigt die vorstehende Tabelle doch, daß die gesamte verzeichnete Elektrizitätsmenge nicht viel geringer war, als die, welche der Regen während des ganzen Monsuns herunterbrachte.

Es wurden folgende Stromdichten verzeichnet:

Digitized by Google

Tabelle IX.

Stromdichte in 10^{-15} Ampere auf das Quadratzentimeter	Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten, in denen die Ladung positiv war	negativ war	Anzahl der positiven Intervalle / Anzahl der negativen Intervalle
2— 50	254	152	1,7
50—100	74	29	2,6
100—150	34	7	4,9
150—200	27	11	2,5
> 200	95	29	3,3

Vergleicht man diese Tabelle mit der obigen Tabelle A, so sieht man, daß große Stromstärken bei Schneefall viel häufiger sind als bei Regenfall.

Obschon es aus dem oben angeführten Grunde nicht möglich war, die Ladung auf das Gramm Schnee fortlaufend zu bestimmen, habe ich doch für einige wenige Zeitintervalle die gefallene Schneemenge durch Schmelzen des in dem Auffangsgefäße gesammelten Schnees erhalten können. Fügt man zu dieser die gesamte erhaltene Ladung, ohne Rücksicht auf das Vorzeichen, hinzu und dividiert man durch die gesamte gefallene Schneemenge, so erhält man die folgenden Mittelwerte für die Ladung pro Gramm:

Tabelle X.

Datum	Dauer des Schneefalls Std.	Min.	Gefallene Schneemenge in Zentimeter Regenhöhe	Gesamtladung ohne Rücksicht auf das Vorzeichen	Mittlere Ladung pro Gramm Schnee in elektrostatischen Einheiten
24. 12. 1908	9	26	1,82	7,24	3,9
10. 1. 1909	1	28	0,84	1,39	1,7
10. 1. 1909	0	26	0,17	0,61	3,6
10. 1. 1909	1	24	0,42	0,38	0,9
24. 1. 1909 } 24. 1. 1909 }	7	10	1,32	5,55	4,2

Diese Werte für die mittlere Ladung sind höher als irgendwelche bei gleichen Regenperioden gefundene, und wir müssen daher schließen, daß Schnee höher geladen ist als Regen.

Schlußfolgerungen.

Soweit sich auf Grund der wenigen im Laufe des Winters 1908—1909 gemachten Messungen ein Urteil bilden läßt, scheint sich folgendes zu ergeben:

1. Es wird vom Schnee mehr positive Elektrizität heruntergebracht als negative, und zwar beträgt das Verhältnis ungefähr 3,6 : 1.

2. Positiv geladener Schnee fällt häufiger als negativ geladener.

3. Die vertikalen elektrischen Ströme sind bei Schneegestöber im Durchschnitt stärker als bei Regenfällen.

4. Die Ladung an der Masseneinheit des Niederschlags ist bei Schneefall größer als bei Regenfall.

(Nach den Korrekturbogen der Proc. Roy. Soc. aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. März 1910.)

Thermische Oszillationen wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen.

(Oscillazioni termiche delle lampade a filamento sottile percorse da correnti alternate, e conseguente effetto raddrizzatore per la presenza di armoniche pari.)

Von O. M. Corbino.

1. Nach den vorläufigen theoretischen Untersuchungen von Cranz über die thermischen Oszillationen eines wechselstromdurchflossenen dünnen Drahtes hat Ebeling[1]) diese Oszillationen zum Gegenstande einer ausführlichen und interessanten theoretischen und experimentellen Untersuchung gemacht. Die Überlegung, die Ebeling angestellt hat, erscheint nicht annehmbar. Ebeling nimmt nämlich an, daß die Wärmemenge, die der Draht bei seinen Temperaturänderungen absorbiert, zu vernachlässigen sei. Diese Hypothese ist jedoch für die theoretischen Ergebnisse belanglos, denn die Gleichung, die er aufstellt, und die die Anlegung der in dem Drahte zerstreuten augenblicklichen Energie bestimmt, enthält ein Glied, das man auch als Symbol dieser Größe deuten kann; es entspricht sogar dieser allein dann, wenn der Draht im Vakuum der abkühlenden Wirkung der Konvektionsströme entzogen wird.

Vom theoretischen Gesichtspunkte aus ist noch zu bemerken, daß es nicht zulässig erscheint, den Widerstand des Drahtes bei der Berechnung der von dem Strome entwickelten augenblicklichen Kraft als konstant anzunehmen und sie durch $e_0 i_0 \sin^2 \omega t$ auszudrücken, wo $e_0 \sin \omega t$ die wirkende EMK. ist. Es ist nämlich nicht zulässig, anzunehmen, daß die Ströme trotz der periodischen Widerstandsänderung des Drahtes sinusförmig bleiben. Es würde übrigens zweckmäßiger gewesen sein, das Gesetz der Wärmeemission des Drahtes solange wie möglich unbestimmt zu lassen; dieses Gesetz ist

1) Ebeling, Ann. d. Phys. (4) **27**, 391, 1908.

Digitized by Google

sicherlich nicht das Newtonsche, das Cranz zugrunde legt, und ebensowenig das von Dulong und Petit, das Ebeling annimmt.

Schließlich ist, wie der Verfasser selbst erklärt, die experimentelle Bestimmung der augenblicklichen Temperaturen mittels oszillographischer Aufzeichnung der Kurve für die Spannung an den Enden des Drahtes und der Intensitätskurve (der beiden Kurven, welche in jedem Augenblicke den wahren Widerstand des Drahtes und somit seine Temperatur abzuleiten gestatten), diese Bestimmung für den Fall der Glühlampen unsicher wegen der geringen durch die Lampe fließenden Stromstärke. Aus eben diesem Grunde würden auch die Werte, die der Verfasser als äußerste Grenzwerte für die Temperaturänderung erhalten hat, zu der Annahme führen, daß eine Phasenverschiebung der Kraftänderungen gegen die Temperaturänderungen stattfände, deren Wert sich mit der Frequenz änderte, während er doch eine solche Phasenverschiebung von meßbarer Größe nicht feststellen konnte.

Wegen der theoretischen und technischen Bedeutung des Problems, schien mir eine Neubehandlung von Interesse zu sein. Eine solche würde die Theorie des Phänomens beträchtlich verbessern und die experimentelle Untersuchung in einer von der oszillographischen Aufzeichnung unabhängigen Weise gestatten. Die ersten Ergebnisse meiner Untersuchungen bilden den Gegenstand der vorliegenden Mitteilung.

2. Es sei $f(T)$ die der absoluten Temperatur T entsprechende Gesamtemission des Drahtes; c seine mittlere Wärmekapazität (in mechanischen Einheiten) innerhalb der Grenzen, in denen seine Temperatur schwankt; a der Temperaturkoeffizient des Widerstandes innerhalb derselben Grenzen; t die Zeit; $e_0 \sin \omega t$ die an den Enden des Drahtes wirksame EMK.; ϑ die Temperatur des Drahtes, von seiner mittleren Temperatur T_m an gerechnet; r_m sein Widerstand bei der Temperatur T_m.

Dann wird offenbar

$$c\frac{dT}{dt} + f(T) = \frac{e^2 \sin^2 \omega t}{r_m (1 + a\vartheta)}$$

sein. Der Einfachheit halber wollen wir eine der von Ebeling zugrunde gelegten Hypothesen annehmen, nämlich die, daß ϑ gegenüber T_m klein sein soll, so daß es zulässig ist, nur die Größen erster Ordnung in bezug auf $\frac{\vartheta}{T_m}$ zu berücksichtigen.

Wenn wir dann $f(T_m + \vartheta)$ nach einer Taylorschen Reihe entwickeln, die mit dem zweiten Gliede abbricht, so erhalten wir:

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + ca\vartheta\frac{d\vartheta}{dt} + f(T_m) + a\vartheta f(T_m) + \vartheta f'(T_m) = \frac{e_0^2 \sin^2 \omega t}{r_m} = \frac{e_0^2}{2 r_m}(1 - \cos 2\omega t).$$

Wir wollen weiter annehmen, und diese Annahme ist leicht zu rechtfertigen, daß innerhalb der festgesetzten Genauigkeitsgrenzen das zweite Glied zu vernachlässigen sei.

Wir werden nunmehr erhalten:

$$f(T_m) = \frac{e_0^2}{2 r_m} = W,$$

wo W die mittlere in dem Drahte verbrauchte Arbeit bezeichnet. Setzen wir weiter

$$Q = af(T_m) + f'(T_m),$$

so wird

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + Q\vartheta = -\frac{e_0^2}{2 r_m}\cos 2\omega t.$$

Die Form führt uns auf die Differentialgleichung für die Intensität eines Stromes in einem induktiven Stromkreise vom Widerstande Q und der Selbstinduktion c, an dessen Enden eine sinusförmige EMK. wirkt. Somit wird ϑ sinusförmig mit der Frequenz 2ω und einer Verzögerung φ gegenüber der Größe $-\frac{e_0^2}{2 r_m}\cos 2\omega$ schwingen. Wir werden also

$$\vartheta = \Theta \cos(2\omega t - \varphi) \qquad (1)$$

setzen können, wo

$$\Theta = -\frac{e_0^2}{2 r_m}\frac{\cos \varphi}{Q} \qquad (2)$$

und

$$\operatorname{tang} \varphi = \frac{2c\omega}{Q} \qquad (3)$$

ist.

Wenn im einzelnen die Emission einem dem Stefanschen ähnlichen Gesetze mit einem Exponenten β folgen würde, also:

$$f(T) = sT^{\beta},$$

so würden wir erhalten:

$$\Theta = -\frac{\cos \varphi}{a + \frac{\beta}{T_m}},$$

$$\operatorname{tang} \varphi = \frac{2c\omega}{W\left(a + \frac{\beta}{T_m}\right)}.$$

Diese letzten Formeln werden mit denen von Ebeling identisch, wenn wir $a = 0$ machen. Man erkennt ohne weiteres, daß dies zu nicht zu vernachlässigenden Divergenzen führt, auch wenn man für a den Wert $^1/_{1500}$ annimmt, den Ebeling experimentell mit dem Wannerschen Pyrometer für Metallfäden bei hoher Temperatur bestimmt hat.

Wenn wir, wie in den Gleichungen (1) und (2),

Digitized by Google

das Emissionsgesetz unbestimmt lassen, so können wir bemerken, daß die Tangente des Winkels φ der Wärmekapazität des Drahtes und der Frequenz des Stromes proportional ist, während die maximale Temperaturschwankung Θ proportional $\cos\varphi$ ist.

Hieraus ergibt sich die Bedeutung der Bestimmung von φ für eine gegebene Frequenz. Diese Bestimmung läßt sich indirekt, aber sehr genau, bewerkstelligen, wenn man eine interessante Eigenschaft des Drahtes benutzt, deren Existenz uns die Theorie alsbald dartun wird.

3. Wir wollen nämlich annehmen, wir ließen an dem Drahte die Summe zweier elektromotorischer Kräfte von verschiedenen Frequenzen, ω und ω_1, wirken; diese seien $e_0 \sin\omega t$ und $e_1 \sin(\omega_1 t - \gamma)$.

Wenn wir dann auch noch

$$T = T_m + \vartheta$$

setzen, so erhalten wir unter den gleichen Voraussetzungen über die Größe von $\frac{\vartheta}{T_m}$:

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + f(T_m) + Q\vartheta = \frac{e_0^2 + e_1^2}{2r_m} - \frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega t - \frac{e_1^2}{2r_m}\cos 2(\omega_1 t - \gamma) + \frac{e_0 e_1}{r_m}\{\cos[(\omega - \omega_1)t + \gamma] - \cos[(\omega + \omega_1)t - \gamma]\}$$

und somit:

$$W = f(T_m) = \frac{e_0^2 + e_1^2}{2r_m}.$$

Wenn wir jetzt annehmen, daß

$$2\omega = \omega_1$$

sei, daß also die Frequenz der zweiten EMK. gleich der doppelten Frequenz der ersten sei, so wird:

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + Q\vartheta = -\frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega t - \frac{e_1^2}{2r_m}\cos[4\omega t - 2\gamma] + \frac{e_0 e_1}{r_m}\{\cos(\omega t - \gamma) - \cos(3\omega t - \gamma)\}.$$

Daraus ergibt sich, daß ϑ aus vier Teilen bestehen wird, die sinusförmig mit den Perioden ω, 2ω, 3ω, 4ω schwingen. Bezeichnen wir diese Teile mit ϑ_1 bzw. ϑ_2, ϑ_3, ϑ_4, setzen wir also:

$$\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4$$

mit den Höchstwerten Θ_1, Θ_2, Θ_3, Θ_4 und den Verzögerungen φ_1, φ_2, φ_3, φ_4, so werden wir den augenblicklichen Widerstand r des Drahtes durch

$$r = r_m[1 + a(\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4)]$$

ausdrücken, und mithin wird, da die Größenordnung von a zu nahezu $^1/_{1500}$ gegeben ist, die Stromstärke i durch

$$i = \frac{e_0\sin\omega t + e_1\sin(2\omega t - \gamma)}{r_m}[1 - a(\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4)]$$

gemessen werden.

Vereinigen wir das Glied $e_0 \sin\omega t$ mit ϑ_1, das sich mit derselben Frequenz ω ändert, und das Glied $e_1 \sin(2\omega t - \gamma)$ mit ϑ_2, das sich mit der Frequenz 2ω ändert, so werden wir ein System von zwei von der Zeit unabhängigen Gliedern erhalten. Obschon der Draht elektromotorischen Wechselkräften unterworfen ist, wird er somit von einem veränderlichen Strome mit einer Gleichstromkomponente durchflossen werden.

Bezeichnen wir diese Gleichstromkomponente mit I, so wird, wie leicht einzusehen,

$$I = -\frac{a}{r_m}[e_0\Theta_1\sin(\varphi_1 + \gamma) + e_1\Theta_2\sin(\varphi_2 - \gamma)] \quad (4)$$

sein.

Da nun

$$\Theta_1 = \frac{e_0 e_1}{r_m}\frac{\cos\varphi_1}{Q}$$

und

$$\Theta_2 = -\frac{e_0^2}{2r_m}\frac{\cos\varphi_2}{Q}$$

ist, so wird

$$I = \frac{e_0^2 e_1}{2r_m^2}\frac{a}{Q}[-2\cos\varphi_1\sin(\varphi_1 + \gamma) + \cos\varphi_2\sin(\varphi_2 - \gamma)] = -\frac{e_0^2 e_1}{2r_m^2}\frac{a}{Q}\left[\left(\sin 2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin 2\varphi_2\right)\cos\gamma + (\cos^2\varphi_2 + 2\cos^2\varphi_1)\sin\gamma\right]$$

sein, oder, wenn wir

$$A = \sin 2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin 2\varphi_2,$$

$$B = \cos^2\varphi_2 + 2\cos^2\varphi_1$$

setzen,

$$I = -\frac{e_0^2 e_1}{2r_m^2}\frac{a}{Q}[A\cos\gamma + B\sin\gamma]. \quad (5)$$

Weiter erhalten wir:

$$\operatorname{tang}\varphi_1 = \frac{c\omega}{Q},$$

$$\operatorname{tang}\varphi_2 = \frac{2c\omega}{Q},$$

also:

$$\operatorname{tang}\varphi_2 = 2\operatorname{tang}\varphi_1. \quad (6)$$

Bezeichnen wir daher mit I' und I'' die Gleichstromkomponenten, die den Werten 0^0 und 90^0 von γ entsprechen, also die Gleichstromkomponenten der Ströme, die man erhält, wenn die beiden wirksamen elektromotorischen Kräfte im Anfang einmal in Phase, das andere Mal um 90^0 gegeneinander verschoben sind, so wird

Digitized by Google

$$\frac{I'}{I''} = \frac{\sin 2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin 2\varphi_2}{2\cos^2\varphi_1 + \cos^2\varphi_2} = \frac{A}{B}$$

sein.

Setzt man nun

$$\operatorname{tang}\varphi_1 = \frac{c\omega}{Q} = K,$$

so erhält man leicht:

$$\frac{I'}{I''} = \frac{2K^3}{1+3K^2} = \frac{2\operatorname{tang}^3\varphi_1}{1+3\operatorname{tang}^2\varphi_1}.$$

Aus dem Verhältnis der beiden Gleichstromkomponenten I' und I'' werden wir somit φ_1 und demgemäß auch die Verzögerung für jede beliebige Frequenz bestimmen können, ohne daß wir das Emissionsgesetz des Drahtes, noch seine Wärmekapazität, noch seinen Temperaturkoeffizienten, noch irgendein anderes Element zu kennen brauchen.

Wir werden dann mit Hilfe der Gleichung (4) den Wert von $a\,\Theta_1$ und von $a\,\Theta_2$ ermitteln können und somit, die auch bei dem oszillographischen Verfahren erforderliche Kenntnis von a vorausgesetzt, die Grenzwerte erhalten, zwischen denen in den verschiedenen Fällen die Temperatur des Drahtes schwankt.

4. Wie aus Gleichung (5) hervorgeht, ist der Einfluß der EMK. mit doppelter Frequenz verschieden, je nachdem, ob $\gamma = 0^0$ oder $\gamma = 90^0$ ist. Ich habe unter Berücksichtigung der Gleichung (6) die Werte von A und B (denen I' und I'' proportional sind) berechnet, die den verschiedenen möglichen Werten von φ_1 entsprechen. Die Ergebnisse dienten zur Konstruktion der Kurven in der Fig. 1, von denen die eine auch die durch die Gleichung (6) ausgedrückte gegenseitige Abhängigkeit von φ_1 und φ_2 darstellt. Aus diesen Kurven ersieht man, daß B mit wachsendem φ_1 beständig bis 0 abnimmt, während A von 0 anfangend einen Höchstwert erreicht und dann wieder bis auf 0 abnimmt. Für kleine Werte von φ_1 (also der Wärmekapazität des Drahtes und der Frequenz der EMK.) ist B viel größer als A; das Gegenteil findet statt von einem Werte für φ_1 gleich ungefähr 57^0 ab. Man sieht also wiederum, wie das Verhältnis $\frac{I'}{I''}$, das dem Verhältnis $\frac{A}{B}$ gleich ist, ein ausgezeichnetes Mittel zur Bestimmung von φ_1 abgeben kann, die sich dabei ganz und gar auf die Messung zweier Gleichstromstärken reduziert. Man wird dazu in dem Stromkreise, in den die Lampe eingeschaltet ist, eine Wechselstromkraft von doppelter Frequenz der ursprünglichen erzeugen müssen, also die zweite Oberschwingung dieser letzteren, und zwar so, daß man ihre Anfangsphase regulieren und bestimmen kann. Bei einem Gesamtenergieverbrauch $\frac{e_0^2 + e_1^2}{2r_m}$ in der Lampe, das heißt bei einer bestimmten von dem Drahte erreichten Temperatur, wird die Gleichstromstärke, wie leicht einzusehen ist, am größten sein, wenn

$$e_0^2 = 2\,e_1^2$$

ist, also wenn die zweite Oberschwingung ein Drittel der Gesamtenergie liefert.

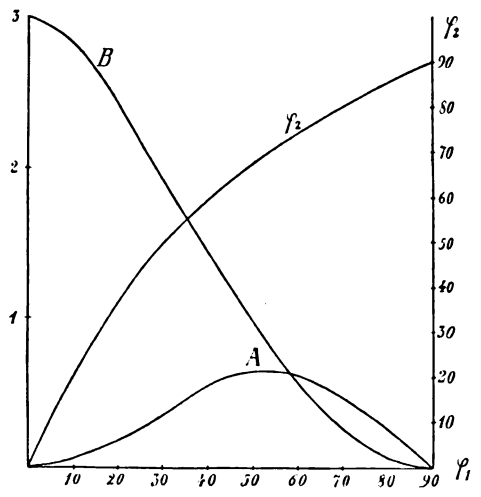


Fig. 1.

Schließlich ist zu bemerken, daß den Werten 0^0 und 90^0 von γ für die gesamte wirksame EMK. die beiden bekannten Wellenformen entsprechen, von denen die im ersten Falle gültige eine Symmetrie des positiven und des negativen Höchstwertes in bezug auf null aufweist, während bei der im zweiten Falle gültigen die eine Halbwelle tiefer eingesenkt ist als die andere. Im letztgenannten Falle wäre der Gleichrichtereffekt der Lampe auch intuitiv zu erklären; für den ersteren Fall trifft das nicht zu.

5. Als ich daran ging, Versuche gemäß dem im vorstehenden entwickelten Gedankengange auszuführen, die durch photometrische Untersuchungen über die Helligkeit des Fadens in den verschiedenen Stromphasen vervollständigt werden sollen, wollte ich vor allen Dingen auf direktem Wege das eigentümliche Verhalten feststellen, das die Theorie voraussagt, nämlich daß der von zwei Wechselströmen, deren einer die doppelte Periode des anderen hat, durchflossene Faden als teilweiser Stromgleichrichter wirken soll, somit also (meines Wissens wenigstens) das erste Beispiel für die Herstellung von Gleichstrom mit Hilfe von Wechselstromkräften in einem rein metallischen Stromkreise bilden würde.

Digitized by Google

Der Versuch hat nun die Voraussage durchaus bestätigt. Es war natürlich nicht möglich, die Wechselstromkraft des städtischen Netzes zu benutzen und das etwaige Vorhandensein der zweiten Oberschwingung in ihr auszunutzen, denn die Kurve der EMK. ist gewöhnlich symmetrisch, und es fehlt somit die zweite Partialschwingung und im allgemeinen sämtliche geradzahligen. Um meinen Zweck auf die einfachste Weise zu erreichen, habe ich folgende Schaltung angewendet:

Der städtische Wechselstrom (42 Perioden, 105 Volt) durchfließt eine fünfzigkerzige Lampe Z (Fig. 2) und geht durch eine Spule B, in die

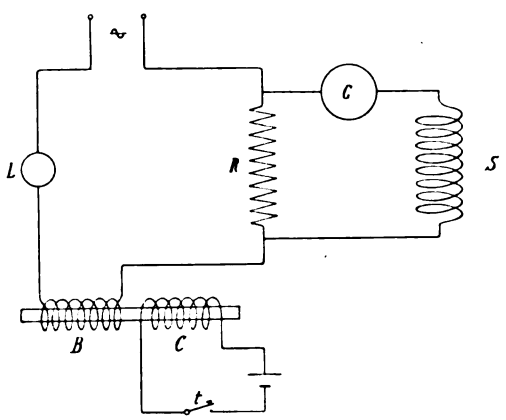


Fig. 2.

ein langes Bündel von Eisendrähten eingeführt ist. Darauf gabelt er sich in einen induktionsfreien Widerstand R und einen Stromkreis, der aus einer sehr großen Selbstinduktion S (der Sekundärspule eines kleinen Ruhmkorffschen Induktoriums) und einem Gleichstromgalvanometer (Typus Deprez-d'Arsonval, von Hartmann & Braun) besteht. Bei dieser Schaltung wird das Galvanometer infolge der großen Impedanz von S von einem sehr schwachen Wechselstrom durchflossen, der das System fast in Ruhe läßt, zumal wenn es einigermaßen schwer ist; es bleiben nur ganz geringe Schwankungen um die Nullage zurück. Die Gegenwart einer schwachen Gleichstromkomponente im Strome, für welche die hohe Selbstinduktion von S kein Hindernis mehr bildet, sondern nur der Ohmsche Widerstand von S, muß sich alsbald durch eine dauernde Ablenkung des Galvanometers zu erkennen geben. Eine solche beobachtet man denn auch deutlich, sobald im Stromkreise die, für gewöhnlich fehlende, zweite Oberschwingung der Grundschwingung erzeugt wird. Zu diesem Zwecke braucht man nur mittels des Tasters t einen Gleichstrom durch die kleine Spule C zu schicken, die das andere Ende des Eisendrahtbündels umgibt. In der Tat werden dadurch die Magnetisierungszyklen des Eisens unsymmetrisch, und dadurch entsteht eine Dissymmetrie der an den Klemmen der Lampe wirkenden EMK., eine Dissymmetrie, die naturgemäß in einem Stromkreise mit konstantem Widerstande keine Gleichstromkomponente erzeugen würde. Unter den Bedingungen, die ich verwirklicht hatte, war allerdings die zweite Oberschwingung, die ich in die städtische EMK. einführte, nur sehr schwach, aber immerhin betrug die durch den ganzen Stromkreis fließende Gleichstromkomponente ungefähr 1 Milliampere bei einer Wechselstromstärke von ungefähr 500 Milliampere. Sie war daher leicht wahrnehmbar und meßbar und blieb noch meßbar, als ich die kleine Metallfadenlampe durch eine Kohlefadenlampe ersetzte, welche dieselbe elektrische Energie zu verbrauchen imstande war. In diesem Falle war indessen der Ausschlag des Galvanometers nach der anderen Seite gerichtet und auf den zehnten Teil verringert. Auch ohne daß man mit Hilfe des Tasters t den Gleichstrom in C schließt, erhält man zuweilen inkonstante Ausschläge am Galvanometer; diese rühren offenbar von gelegentlichen Dissymmetrien her, die an den beiden Halbwellen der städtischen EMK. durch besondere in dem Netze angeordnete Abnahmestellen, wie beispielsweise durch die Bogenlampen, entstehen.

Hiermit ist die von der Theorie vorausgesagte Eigenschaft bewiesen. Die erheblichen Wirkungen, die ich erhalten habe, und die bei Steigerung der Amplitude der zweiten Oberschwingung sehr verstärkt werden können, lassen hoffen, daß die Untersuchung, deren Plan ich in dieser Mitteilung auseinandergesetzt habe, zu Ergebnissen führen wird, die des Interesses nicht entbehren werden.

(Nach Lincei Rend. (5) **19** (1), 133—141, 1909, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. März 1910.)

Über die Pulfrichsche Beziehung zwischen der Volumenkontraktion und dem Brechungsvermögen von Flüssigkeitsgemischen. (Sur la relation de Pulfrich, entre la contraction du volume et le pouvoir réfringent des mélanges liquides.)

Von Edm. van Aubel.

Wir wollen ein Gemisch von zwei Flüssigkeiten betrachten. Wir bezeichnen:

mit p_1 die Gewichtsmenge der einen Flüssigkeit, die in das Gemisch eingeht,

„ p_2 die Gewichtsmenge der anderen Flüssigkeit,

Digitized by Google

mit D_1 die Dichte der ersten Flüssigkeit,
„ D_2 die Dichte der zweiten Flüssigkeit,
„ $v_1 = \frac{p_1}{D_1}$ das Volumen, das die erste Flüssigkeit für sich allein einnehmen würde,
„ $v_2 = \frac{p_2}{D_2}$ das entsprechende Volumen für die zweite Flüssigkeit,
„ D die beobachtete Dichte des Gemisches (wie sie sich aus der Kontraktion oder der Dilatation der Volumina ergibt),
„ D_v die Dichte, welche das Gemisch haben würde, wenn es sich ohne Volumenänderung bilden würde.

Wir erhalten dann die folgenden Beziehungen, in denen C die gesamte Volumenänderung und c die auf die Volumeneinheit bezogene Kontraktion oder Dilatation bezeichnet:

$$D_v = D_1 + (D_2 - D_1)\frac{v_2}{v_1 + v_2}, \qquad (1)$$

$$C = (v_1 + v_2)\left[1 - \frac{D_v}{D}\right],$$

$$c = \frac{C}{v_1 + v_2} = \frac{D - D_v}{D}. \qquad (2)$$

Andererseits sei $R = n - 1$ das Brechungsvermögen, wo n der Brechungsindex sei, und zwar wollen wir die Größen R und n, die für die eine und die andere der beiden das Gemisch bildenden Flüssigkeiten gelten, mit den Indizes 1 bzw. 2 bezeichnen. Dann werden wir für die Brechungsvermögen die folgende, der Gleichung (1) analoge Beziehung erhalten:

$$R_v = R_1 + (R_2 - R_1)\frac{v_2}{v_1 + v_2}. \qquad (3)$$

R_v bedeutet das Brechungsvermögen, das man für das Gemisch erhalten würde, wenn sich dieses ohne Volumenänderung bilden würde. Unter Zugrundelegung dieser Bezeichnungsweise wollen wir als „Kontraktion des Brechungsvermögens" den der Größe c in der Gleichung (2) analogen Ausdruck $\frac{R - R_v}{R}$ bezeichnen.

Pulfrich[1]) hat gezeigt, daß man schreiben kann:

$$\frac{R - R_v}{R} = q\,\frac{D - D_v}{D} = q \cdot c. \qquad (4)$$

Der Proportionalitätsfaktor q ist für die Gemische zweier bestimmter Flüssigkeiten in verschiedenen Verhältnissen praktisch konstant und immer positiv. Diese Pulfrichsche Beziehung bildete den Gegenstand der Untersuchungen von Buchkremer, von Schütt, von Chénevean und besonders von V. F. Heß[1]). Der letztgenannte Physiker hat bewiesen, daß die Formel (4) gilt, einerlei welchen Ausdruck man für das Brechungsvermögen R wählt, ob

$$R = n - 1,$$

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$$

oder

$$R = n^2 - 1,$$

und daß der Proportionalitätsfaktor q sich mit der Temperatur und der Wellenlänge wenig ändert. q wäre danach eine für die Gemische zweier gegebener Flüssigkeiten charakteristische Konstante.

Robert Wintgen hat für seine Doktordissertation[2]) eine große Anzahl sehr genauer Messungen unternommen, deren Zweck von dem uns hier beschäftigenden verschieden war. Ich habe mir vorgenommen, diese Ergebnisse zu benutzen, um festzustellen, ob der Proportionalitätsfaktor q immer positiv sei, und ich habe für den Fall eines Gemisches gleicher Volumina einer Ammoniumheptamolybdatlösung und einer Weinsäurelösung[3]) einen negativen Wert von q erhalten:

Temperatur: 25,0° C.

a) Lösung **1**: Ammoniumheptamolybdat in Wasser.

P_1 = Anzahl der in v_1 cm³ der Lösung **1** gelöst enthaltenen Gramme der Substanz = 200,00;
v_1 = 1000 cm³ der Lösung **1**;
D_1 = Dichte der Lösung **1** = 1,13560;
n_1 = 1,36519[4]),
folglich $R_1 = n_1 - 1 = 0{,}36519$.

b) Lösung **2**: Weinsäure in Wasser.

P_2 = Anzahl der in v_2 cm³ der Lösung **2** gelöst enthaltenen Gramme der Substanz = 200;
v_2 = 1000 cm³ der Lösung **2**;
D_2 = 1,08440;
n_2 = 1,35626,
folglich $R_2 = n_2 - 1 = 0{,}35626$.

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **4**, 561, 1889

1) Ann. d. Phys. (4) **27**, 589, 1908. — Siehe auch: Doroszewsky und Dworzantschyk, Zeitschr. f. phys. Chem. **68**, 43, 1909.

2) Robert Wintgen, Über den Einfluß der Komplexbildung auf Raumerfüllung und Lichtbrechung in wäßrigen Lösungen von Salzen und Säuren. Inaug.-Diss. Bonn, Juli 1908.

3) Robert Wintgen, a. a. O., S. 50.

4) Für die D-Linie des Natriums.

Digitized by Google

c) Man mischt die Lösungen **1** und **2** und findet folgende Ergebnisse:

$D_v = 1{,}11000$, nach Formel (1) berechnet;
$D = 1{,}10927$, als aus den Messungen sich ergebenden Wert;
$R_v = 0{,}36072$, mit Hilfe der Formel (3) berechnet;
$R = 0{,}36229$, als aus den Messungen sich ergebenden Wert.

Man erhält somit

$$D < D_v$$

und

$$R > R_v,$$

die Größe q ist also negativ.

Die beobachteten Abweichungen überschreiten bei weitem die bei den von Wintgen ausgeführten Messungen möglichen Fehler[1]). Dies ist der einzige bislang angegebene Fall, wo der Faktor q negativ ist. Es wird interessant sein, Gemische derselben Lösungen in anderen Mengenverhältnissen zu untersuchen; das soll den Gegenstand meiner weiteren Untersuchungen bilden.

Wir bemerken, daß sich in dem betrachteten Gemische eine komplexe Verbindung bildet, wie es Gernez durch polarimetrische Untersuchungen gezeigt hat[2]); ich habe aber die hier angegebene Eigentümlichkeit bei anderen von Wintgen untersuchten Flüssigkeiten, die gleichfalls zu komplexen Verbindungen führen, nicht gefunden. Beispielsweise ergibt ein Gemisch aus einer Quecksilberchloridlösung und einer Kaliumjodidlösung:

$$D = 1{,}02469;$$
$$D_v = 1{,}02439;$$
$$R = 0{,}33733;$$
$$R_v = 0{,}33682;$$

das bedeutet einen positiven Wert von q.

1) Robert Wintgen, a. a. O., S. 26 und 28.
2) Journ. de phys. (2) **6**, 383, 1887. — Siehe auch: Quinet, Journ. de phys. (4) **8**, 278, 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 8. März 1910.)

Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes.

Von J. W. Giltay.

Der unter obigem Titel von Herrn Gripenberg in dieser Zeitschr. **11**, 132, 1910 gegebene Konstruktionsgedanke wird nach meiner Ansicht schwerlich zur Erlangung recht empfindlicher Selenzellen leiten, und zwar aus zwei Gründen:

Erstens trifft das Licht die Selenoberfläche unter einem spitzen Winkel.

Zweitens — und das ist nach meiner Meinung ein weit größerer Nachteil — ist der von der glänzenden Selenoberfläche reflektierte Teil des Lichtes für die Rolle, den Widerstand des Selens zu ermäßigen, gänzlich verloren.

Um eine Widerstandsänderung in dem Selen hervorzubringen, wird das Licht in die Selenmasse — wenn auch nur wenig tief — eindringen müssen. Das vom Selen reflektierte Licht wird daher für den gewünschten Effekt gänzlich verloren sein: je mehr das Selen glänzt, desto geringer wird der elektrische Lichteffekt sein.

Das „hohe Reflexionsvermögen des kristallinischen Selens" existiert übrigens nur dann, wenn das Selen auf einer Glasplatte geschmolzen und kristallisiert ist. Nach meiner Erfahrung zeigen solche Zellen immer eine sehr geringe Empfindlichkeit. Ob das nun ausschließlich an der oben erwähnten Reflexion des Lichtes liegt, oder ob vielleicht auf einer polierten Glasplatte keine zur Lichtempfindlichkeit gehörende Kristallisation stattfindet, hatte ich noch keine Gelegenheit zu untersuchen. Man würde dazu eine gewöhnliche Shelford-Bidwellsche Zelle fertigen können, von einer auf dem Selen geschmolzenen Glasplatte bedeckt. Nach der Kristallisation soll dann die Glasplatte entfernt werden, ohne die glatte Selenoberfläche zu beschädigen, und dann die Lichtempfindlichkeit gemessen werden. Darauf wird die Selenoberfläche durch den Sandstrahl mattiert und die Empfindlichkeit nochmals gemessen. Der Unterschied zwischen beiden Empfindlichkeiten zeigt dann den schädlichen Einfluß der Lichtreflexion.

Die von Herrn Gripenberg beschriebene Zelle hatte einen sehr geringen Dunkelwiderstand, was für manche Zwecke ein großer Vorteil ist. Dies kann in zwei Ursachen seinen Grund haben:

1. durch die Feinheit des Gitters, wodurch der Strom einen nur sehr kurzen Weg durch das Selen zurückzulegen hat,
2. durch den geringen spezifischen Widerstand des Selens.

Wenn das sub 2 genannte auch zur Erzielung des geringen Zellenwiderstandes mitwirkt, so ist das ein entschiedener Nachteil, da das Selen nur dann eine bedeutende Empfindlichkeit zeigt, wenn sein spezifischer Widerstand sehr groß ist.

Die Empfindlichkeit der von Herrn Gripenberg beschriebenen Zelle ist übrigens eine sehr geringe. Bei Belichtung von 20000 Lux fällt der Widerstand von 30 auf 6; einfachheitshalber wollen wir sagen, die Empfindlichkeit für

Digitized by Google

Tabelle V.

Geschwindigkeit des Regenfalles, Millimeter Regen in zwei Minuten	Regen ohne Ladung	Regen mit positiver Ladung		Regen mit negativer Ladung		Verhältnis der Anzahl Zeitintervalle von je zwei Minuten mit positiver Ladung zu jenen mit negativer Ladung	Verhältnis zwischen der mittleren positiven und der mittleren negativen Ladung im cm^3
	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm^3 Regen in elektrostatischen Einheiten	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm^3 Regen in elektrostatischen Einheiten		
weniger als 0,16	—	199	1,39	125	1,58	1,6	0,88
ungefähr 0,16	671	541	0,61	268	0,78	2,0	0,78
„ 0,38	94	195	0,26	71	0,34	2,7	0,59
„ 0,60	16	107	0,20	25	0,19	4,3	0,95
„ 0,82	2	81	0,18	6	0,24	13,5	1,34
„ 1,04	0	57	0,16	6	0,17	9,5	1,08
„ 1,26	0	49	0,23	7	0,13	7,0	1,76
„ 1,48	1	39	0,23	2	0,10	19,5	2,30
„ 1,70	0	16	0,21	1	0,07	16,0	3,00
mehr als 1,70	0	50	0,19	4	0,05	12,5	4,00

zunehmender Stärke des Regenfalles, bis zu 0,60 mm in zwei Minuten aufwärts, abnimmt. Bei größerer Geschwindigkeit verhalten sich indessen positiv und negativ geladener Regen verschieden; von 0,60 mm in zwei Minuten an bis zu den größten gemessenen Regenfallgeschwindigkeiten war die positive Ladung im Kubikzentimeter praktisch dieselbe, während bei negativ geladenem Regen die Ladung mit zunehmender Geschwindigkeit weiter abnimmt.

Bei der Betrachtung der Ursache der Gewitterelektrizität habe ich in der vorigen Arbeit großen Nachdruck auf das Fehlen negativer Ladung bei heftigem Regen gelegt. Diese beiden neuen Ergebnisse berühren die dort angestellte Überlegung nicht wesentlich. Im Zentrum des Gewitters, wo die heftigen aufsteigenden Ströme zu einer großen Absonderung von Wasser und folglich zu einer starken Trennung der Elektrizität Anlaß geben, muß ein beträchtlicher Regenfall aus den oberen Wolken stattfinden, die nach der Theorie hochgradig mit negativer Elektrizität geladen sind. Die negative Elektrizität, die dieser Regen herabführt, ist in der Regel weit geringer als die positive Ladung aus der Oberschicht des aufsteigenden Stromes; daß aber die negative Ladung gelegentlich, selbst beim schwersten Regen, die positive Ladung übertreffen kann, wird man bei Betrachtung des in Frage kommenden verwickelten Vorganges erwarten. Die geringen negativen Ladungen im Kubikzentimeter Wasser beim schwersten Regen weisen darauf hin, daß der Regen in diesen Fällen vermutlich ein Gemisch aus positiv geladenem und negativ geladenem Wasser ist, daß aber die negative Elektrizität ein wenig im Überschuß ist.

Um zu untersuchen, ob in irgendeinem Teile des Gewitters die Elektrizität eines Vorzeichens überwiegt oder nicht, teilte ich jede Regenperiode in vier gleiche Teile und verglich für jeden dieser Teile die Anzahl von Malen, wo negative Ladung auftrat, mit der Anzahl von Malen, wo positive Ladung auftrat. Die in der Tabelle VI der vorigen Arbeit veröffentlichten Daten zeigten, daß im Jahre 1908 kein ausgesprochener Unterschied vorhanden war, während die neuen Daten sogar einen noch geringeren Unterschied angeben. Ein anderes Verfahren, denselben Effekt zu untersuchen, besteht darin, daß man sieht, ob die Gewitter mit negativer Elektrizität anzufangen oder zu enden pflegen. Ich wandte dieses Verfahren in der Weise an, daß ich die Anzahl positiver und negativer Vorzeichen der Elektrizität zählte, die in den ersten und den letzten Intervallen von zwei Minuten bei jedem Gewitter verzeichnet wurden, und es ergab sich, daß das gefundene Verhältnis praktisch dasselbe war wie das für das ganze Gewitter erhaltene. Es sind somit keine Anzeichen dafür vorhanden, daß negative Elektrizität während irgendeiner Periode des Gewitters häufiger auftrete als während irgendeiner anderen.

Tabelle VI.

	Verhältnis zwischen der Häufigkeit positiver und negativer Ladung		
	in den beiden ersten Minuten jedes Gewitters	in den beiden letzten Minuten jedes Gewitters	während des ganzen Gewitters
1908	2,1	2,1	2,3
1909	2,2	2,3	2,6

Wenden wir uns nun der Frage nach einer Beziehung zwischen dem Vorzeichen des Potentialgradienten und dem Vorzeichen der Elektrizität des Regens zu, so finden wir, daß, wie im Jahre vorher, die Daten nicht gestatten, irgendeine bestimmte Beziehung zu verzeichnen. In

Digitized by Google

dem Jahre 1909 sind die Daten weit zahlreicher, als sie im Vorjahre waren, und man wird aus Tabelle VII ersehen, daß eine ganz geringe Tendenz der Ladung am Regen nach dem Vorzeichen hin besteht, das dem des Potentialgradienten entgegengesetzt ist. Aber diese schwache Beziehung könnte geradesogut eine zufällige sein und wir dürfen keine bestimmte Aussage darauf gründen.

Tabelle VII.

	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, in denen das Potential positiv war	negativ war	Prozentsatz für das Auftreten eines negativen Potentialgradienten
ungeladener Regen	314	630	67
positiv geladener Regen	604	879	59
negativ geladener Regen	312	268	46

Ich habe die während der beiden Jahre gewonnenen Daten in den nachstehenden Tabellen A—E zusammengestellt und die Schlußfolgerungen, die sich aus ihnen ziehen lassen, in ein paar kurzen Sätzen zum Ausdruck gebracht.

Tabelle A.

Gesamtmenge des untersuchten Regens .	172,1 cm
Gesamtmenge positiver Elektrizität, die auf jedes Quadratzentimeter Oberfläche fiel	44,0 elektrostat. Einh.
Gesamtmenge negativer Elektrizität, die auf jedes Quadratzentimeter Oberfläche fiel	13,8 elektrostat. Einh.
Verhältnis der Menge positiver Elektrizität zur Menge negativer	3,2
Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten, in denen der Regen positiv geladen war	2994
Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten, in denen der Regen negativ geladen war	1221
Verhältnis der Anzahl der Intervalle mit positiv geladenem Regen zur Anzahl jener mit negativ geladenem . . .	2,5

Tabelle B.

Stromstärke in Ampere·10−15 per cm²	Anzahl der Intervalle von zwei Minuten, in denen der Strom positiv war	negativ war	Anzahl der positiven Intervalle / Anzahl der negativen Intervalle
2— 50	2321	1033	2,2
50 – 100	363	114	3,2
100—150	149	35	4,3
150—200	55	8	6,9
> 200	90(84)[1]	26 (9)[1]	3,5 (9,4)[1]

1) Wenn man das abnorme Gewitter vom 13. Mai 1908 nicht berücksichtigt, so müssen die eingeklammerten Zahlen an die Stelle der nichteingeklammerten treten.

Tabelle C.

Ladung im cm³ Regen in elektrostatischen Einheiten	Anzahl der Intervalle von zwei Minuten, in denen die Ladung positiv war	negativ war	Anzahl der positiven Intervalle / Anzahl der negativen Intervalle
0,1—0,9	1953	686	2,8
1,0—1,9	252	122	2,1
2,0—2,9	108	53	2,0
3,0—3,9	60	27	
4,0—4,9	24	15	1,6
5,0—5,9	10	7	
6,0 und 76,0	15	21	

Tabelle E.

	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, in denen der Potentialgradient positiv war	negativ war	Prozentsatz für das Auftreten eines negativen Potentialgradienten
ungeladener Regen	559	1298	70
positiv geladener Regen	871	1316	60
negativ geladener Regen	429	484	53
	1859	3098	

Tabelle D.

Ungefähre Geschwindigkeit des Regenfalles, Millimeter Regen in zwei Minuten	Regen ohne Ladung: Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Regen mit positiver Ladung: Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm³ Regen in elektrostatischen Einheiten	Regen mit negativer Ladung: Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm³ Regen in elektrostatischen Einheiten	Verhältnis der Anzahl Zeitintervalle von je zwei Minuten mit positiver Ladung zu jenen mit negativer Ladung	Verhältnis zwischen der mittleren positiven und der mittleren negativen Ladung im cm³
< 0,16	—	386	1,52	293	1,92	1,3	0,8
0,16	1112	818	0,74	420	0,87	1,9	0,8
0,38	300	509	0,40	159	0,41	3,2	1,0
0,60	44	231	0,21	50	0,33	4,6	0,6
0,82	4	126	0,19	13	0,15	9,7	1,3
1,04	0	104	0,24	10	0,11	10,4	2,2
1,26	0	63	0,26	7	0,13	9,0	2,0
1,48	1	63	0,26	2	0,10	31,5 } 14	2,6
1,70	0	27	0,28	1	0,10	27,0 } 20	2,8
> 1,70	0	74	0,21	4	0,05	18,5	4,2

Digitized by Google

Schlußfolgerungen.

1. Die vom Regen herniedergeführte Elektrizität war zuweilen positiv und zuweilen negativ. (Tabelle A).

2. Die Gesamtmenge der vom Regen herabgebrachten positiven Elektrizität war 3,2mal so groß wie die Gesamtmenge der negativen. (Tabelle A.)

3. Die Periode, während welcher positiv geladener Regen fiel, war 2,5mal so lang wie die Periode, während welcher negativ geladener Regen fiel. (Tabelle A.)

4. Behandelt man geladenen Regen als einem vertikal gerichteten Elektrizitätsstrome äquivalent, so waren die Stromdichten im allgemeinen kleiner als 4×10^{-15} Ampere auf ein Quadratzentimeter; in einigen wenigen Fällen wurden jedoch größere Stromdichten verzeichnet, und zwar sowohl positive als auch negative. (Tabelle B.)

5. Negative Ströme traten weniger häufig auf als positive, und je größer die Stromdichte war, um so größer war die Tendenz für ein Überwiegen der positiven Ströme. (Tabelle B.)

6. Die Ladung, die der Regen trug, war im allgemeinen kleiner als 6 elektrostatische Einheiten auf ein Kubikzentimeter Regen; doch wurden gelegentlich größere Ladungen verzeichnet, und bei einem außergewöhnlichen Gewitter (am 13. Mai 1908) betrug die negative Ladung mehr als 19 elektrostatische Einheiten im Kubikzentimeter. (Tabelle C.)

7. Wie oben unter (**3**) vermerkt, wurde häufiger positive als negative Elektrizität verzeichnet, aber der Überschuß war um so weniger ausgeprägt, je höher die Ladung des Regens war. (Tabelle C.)

8. Bei allen Regengeschwindigkeiten trat positiv geladener Regen häufiger auf als negativ geladener, und die Häufigkeit positiv geladenen Regens nahm mit steigender Heftigkeit des Regenfalles schnell zu. Bei einem Regenfall von weniger als etwa 1 mm in zwei Minuten trat doppelt so oft positiv geladener Regen auf wie negativ geladener, während bei größerer Stärke positiv geladener 14mal so oft auftrat. (Tabelle D.)

9. Wenn der Regen langsamer fiel als mit etwa 0,6 mm in zwei Minuten, so nahm mit zunehmender Heftigkeit des Regens die Ladung auf das Kubikzentimeter Wasser ab. (Tabelle D.)

10. Bei Regenfall von größerer Stärke als etwa 0,6 mm in zwei Minuten war die von einem Kubikzentimeter Wasser mitgeführte positive Ladung von der Geschwindigkeit des Regenfalles unabhängig, während die mitgeführte negative Ladung mit wachsender Geschwindigkeit des Regenfalles abnahm. (Tabelle D.)

11. Während der einzelnen Regenperioden war der Potentialgradient häufiger negativ als positiv, doch waren keine deutlichen Anzeichen für eine Beziehung zwischen dem Vorzeichen der Ladung an dem Regen einerseits und dem Vorzeichen des Potentialgradienten andererseits vorhanden. (Tabelle E.)

12. Die Daten führen nicht zu der Annahme, daß negative Elektrizität während irgendeiner besonderen Periode des Gewitters häufiger auftritt als während irgendeiner anderen.

Schneefallelektrizität.

Während des Winters fällt in Simla eine gewisse Menge Schnee. Die bei der oben besprochenen Untersuchung benutzte Apparatur war nun zwar nicht zur Messung der Elektrizität des Schnees eingerichtet, doch war es immerhin möglich, einige qualitative Messungen zu machen. Da der Schnee in dem Aufnahmegefäß verblieb, so verzeichnete der Regenmesser nicht die gefallene Menge. Ich erhielt daher keine fortlaufende Aufzeichnung der Schneemenge, die der verzeichneten Ladung entsprach. Die Ladung für ein Gramm Schnee konnte somit nicht bestimmt werden.

Es fiel Schnee an neun Tagen zwischen dem 23. Dezember 1908 und dem 3. Februar 1909. An den meisten Tagen war der Schneefall von Blitz und Donner begleitet, und in der Regel war der Schnee mit einer beträchtlichen Menge Graupeln vermengt.

Wie beim Regen, so übertraf auch hier die Menge der positiven Ladung die der negativen, und positive Ladungen wurden während längerer Perioden herniedergeführt als negative.

Tabelle VIII.

	positiv	negativ	Verhältnis
Gesamtmenge der Elektrizität in elektrostatischen Einheiten	21,1	5,8	3,6
Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten	488	229	2,1

Das Auffallendste war die übermäßige Elektrizitätsmenge, die der Schnee mit herniederbrachte; obgleich nämlich nur während 717 Zeitintervallen von je zwei Minuten Schneefall vorhanden war, so zeigt die vorstehende Tabelle doch, daß die gesamte verzeichnete Elektrizitätsmenge nicht viel geringer war, als die, welche der Regen während des ganzen Monsuns herunterbrachte.

Es wurden folgende Stromdichten verzeichnet:

Digitized by Google

Tabelle IX.

Stromdichte in 10^{-15} Ampere auf das Quadratzentimeter	Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten, in denen die Ladung positiv war	negativ war	Anzahl der positiven Intervalle / Anzahl der negativen Intervalle
2— 50	254	152	1,7
50—100	74	29	2,6
100—150	34	7	4,9
150—200	27	11	2,5
> 200	95	29	3,3

Vergleicht man diese Tabelle mit der obigen Tabelle A, so sieht man, daß große Stromstärken bei Schneefall viel häufiger sind als bei Regenfall.

Obschon es aus dem oben angeführten Grunde nicht möglich war, die Ladung auf das Gramm Schnee fortlaufend zu bestimmen, habe ich doch für einige wenige Zeitintervalle die gefallene Schneemenge durch Schmelzen des in dem Auffangsgefäße gesammelten Schnees erhalten können. Fügt man zu dieser die gesamte erhaltene Ladung, ohne Rücksicht auf das Vorzeichen, hinzu und dividiert man durch die gesamte gefallene Schneemenge, so erhält man die folgenden Mittelwerte für die Ladung pro Gramm:

Tabelle X.

Datum	Dauer des Schneefalls Std.	Min.	Gefallene Schneemenge in Zentimeter Regenhöhe	Gesamtladung ohne Rücksicht auf das Vorzeichen	Mittlere Ladung pro Gramm Schnee in elektrostatischen Einheiten
24. 12. 1908	9	26	1,82	7,24	3,9
10. 1. 1909	1	28	0,84	1,39	1,7
10. 1. 1909	0	26	0,17	0,61	3,6
10. 1. 1909	1	24	0,42	0,38	0,9
24. 1. 1909 } 24. 1. 1909 }	7	10	1,32	5,55	4,2

Diese Werte für die mittlere Ladung sind höher als irgendwelche bei gleichen Regenperioden gefundene, und wir müssen daher schließen, daß Schnee höher geladen ist als Regen.

Schlußfolgerungen.

Soweit sich auf Grund der wenigen im Laufe des Winters 1908—1909 gemachten Messungen ein Urteil bilden läßt, scheint sich folgendes zu ergeben:

1. Es wird vom Schnee mehr positive Elektrizität heruntergebracht als negative, und zwar beträgt das Verhältnis ungefähr 3,6 : 1.

2. Positiv geladener Schnee fällt häufiger als negativ geladener.

3. Die vertikalen elektrischen Ströme sind bei Schneegestöber im Durchschnitt stärker als bei Regenfallen.

4. Die Ladung an der Masseneinheit des Niederschlags ist bei Schneefall größer als bei Regenfall.

(Nach den Korrekturbogen der Proc. Roy. Soc. aus dem Englischen übersetzt von Max Ikle.)

(Eingegangen 16. März 1910.

Thermische Oszillationen wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen.

(Oscillazioni termiche delle lampade a filamento sottile percorse da correnti alternate, e conseguente effetto raddrizzatore per la presenza di armoniche pari.)

Von O. M. Corbino.

1. Nach den vorläufigen theoretischen Untersuchungen von Cranz über die thermischen Oszillationen eines wechselstromdurchflossenen dünnen Drahtes hat Ebeling[1]) diese Oszillationen zum Gegenstande einer ausführlichen und interessanten theoretischen und experimentellen Untersuchung gemacht. Die Überlegung, die Ebeling angestellt hat, erscheint nicht annehmbar. Ebeling nimmt nämlich an, daß die Wärmemenge, die der Draht bei seinen Temperaturänderungen absorbiert, zu vernachlässigen sei. Diese Hypothese ist jedoch für die theoretischen Ergebnisse belanglos, denn die Gleichung, die er aufstellt, und die die Anlegung der in dem Drahte zerstreuten augenblicklichen Energie bestimmt, enthält ein Glied, das man auch als Symbol dieser Größe deuten kann; es entspricht sogar dieser allein dann, wenn der Draht im Vakuum der abkühlenden Wirkung der Konvektionsströme entzogen wird.

Vom theoretischen Gesichtspunkte aus ist noch zu bemerken, daß es nicht zulässig erscheint, den Widerstand des Drahtes bei der Berechnung der von dem Strome entwickelten augenblicklichen Kraft als konstant anzunehmen und sie durch $c_0 i_0 \sin^2 \omega t$ auszudrücken, wo $c_0 \sin \omega t$ die wirkende EMK. ist. Es ist nämlich nicht zulässig, anzunehmen, daß die Ströme trotz der periodischen Widerstandsänderung des Drahtes sinusförmig bleiben. Es würde übrigens zweckmäßiger gewesen sein, das Gesetz der Wärmeemission des Drahtes solange wie möglich unbestimmt zu lassen; dieses Gesetz ist

1) Ebeling, Ann. d. Phys. (4) **27**, 391, 1908.

Digitized by Google

sicherlich nicht das Newtonsche, das Cranz zugrunde legt, und ebensowenig das von Dulong und Petit, das Ebeling annimmt.

Schließlich ist, wie der Verfasser selbst erklärt, die experimentelle Bestimmung der augenblicklichen Temperaturen mittels oszillographischer Aufzeichnung der Kurve für die Spannung an den Enden des Drahtes und der Intensitätskurve (der beiden Kurven, welche in jedem Augenblicke den wahren Widerstand des Drahtes und somit seine Temperatur abzuleiten gestatten), diese Bestimmung für den Fall der Glühlampen unsicher wegen der geringen durch die Lampe fließenden Stromstärke. Aus eben diesem Grunde würden auch die Werte, die der Verfasser als äußerste Grenzwerte für die Temperaturänderung erhalten hat, zu der Annahme führen, daß eine Phasenverschiebung der Kraftänderungen gegen die Temperaturänderungen stattfände, deren Wert sich mit der Frequenz änderte, während er doch eine solche Phasenverschiebung von meßbarer Größe nicht feststellen konnte.

Wegen der theoretischen und technischen Bedeutung des Problems, schien mir eine Neubehandlung von Interesse zu sein. Eine solche würde die Theorie des Phänomens beträchtlich verbessern und die experimentelle Untersuchung in einer von der oszillographischen Aufzeichnung unabhängigen Weise gestatten. Die ersten Ergebnisse meiner Untersuchungen bilden den Gegenstand der vorliegenden Mitteilung.

2. Es sei $f(T)$ die der absoluten Temperatur T entsprechende Gesamtemission des Drahtes; c seine mittlere Wärmekapazität (in mechanischen Einheiten) innerhalb der Grenzen, in denen seine Temperatur schwankt; a der Temperaturkoeffizient des Widerstandes innerhalb derselben Grenzen; t die Zeit; $e_0 \sin \omega t$ die an den Enden des Drahtes wirksame EMK.; ϑ die Temperatur des Drahtes, von seiner mittleren Temperatur T_m an gerechnet; r_m sein Widerstand bei der Temperatur T_m.

Dann wird offenbar

$$c\frac{dT}{dt} + f(T) = \frac{e^2 \sin^2 \omega t}{r_m(1 + a\vartheta)}$$

sein. Der Einfachheit halber wollen wir eine der von Ebeling zugrunde gelegten Hypothesen annehmen, nämlich die, daß ϑ gegenüber T_m klein sein soll, so daß es zulässig ist, nur die Größen erster Ordnung in bezug auf $\frac{\vartheta}{T_m}$ zu berücksichtigen.

Wenn wir dann $f(T_m + \vartheta)$ nach einer Taylorschen Reihe entwickeln, die mit dem zweiten Gliede abbricht, so erhalten wir:

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + ca\vartheta\frac{d\vartheta}{dt} + f(T_m) + a\vartheta f(T_m) + \vartheta f'(T_m) = \frac{e_0^2 \sin^2 \omega t}{r_m} = \frac{e_0^2}{2r_m}(1 - \cos 2\omega t).$$

Wir wollen weiter annehmen, und diese Annahme ist leicht zu rechtfertigen, daß innerhalb der festgesetzten Genauigkeitsgrenzen das zweite Glied zu vernachlässigen sei.

Wir werden nunmehr erhalten:

$$f(T_m) = \frac{e_0^2}{2r_m} = W,$$

wo W die mittlere in dem Drahte verbrauchte Arbeit bezeichnet. Setzen wir weiter

$$Q = af(T_m) + f'(T_m),$$

so wird

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + Q\vartheta = -\frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega t.$$

Die Form führt uns auf die Differentialgleichung für die Intensität eines Stromes in einem induktiven Stromkreise vom Widerstande Q und der Selbstinduktion c, an dessen Enden eine sinusförmige EMK. wirkt. Somit wird ϑ sinusförmig mit der Frequenz 2ω und einer Verzögerung φ gegenüber der Größe $-\frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega$ schwingen. Wir werden also

$$\vartheta = \Theta \cos(2\omega t - \varphi) \qquad (1)$$

setzen können, wo

$$\Theta = -\frac{e_0^2}{2r_m}\frac{\cos\varphi}{Q} \qquad (2)$$

und

$$\operatorname{tang}\varphi = \frac{2c\omega}{Q} \qquad (3)$$

ist.

Wenn im einzelnen die Emission einem dem Stefanschen ähnlichen Gesetze mit einem Exponenten β folgen würde, also:

$$f(T) = sT^\beta,$$

so würden wir erhalten:

$$\Theta = -\frac{\cos\varphi}{a + \frac{\beta}{T_m}},$$

$$\operatorname{tang}\varphi = \frac{2c\omega}{W\left(a + \frac{\beta}{T_m}\right)}.$$

Diese letzten Formeln werden mit denen von Ebeling identisch, wenn wir $a = 0$ machen. Man erkennt ohne weiteres, daß dies zu nicht zu vernachlässigenden Divergenzen führt, auch wenn man für a den Wert $^1/_{1500}$ annimmt, den Ebeling experimentell mit dem Wannerschen Pyrometer für Metallfäden bei hoher Temperatur bestimmt hat.

Wenn wir, wie in den Gleichungen (1) und (2),

Digitized by Google

das Emissionsgesetz unbestimmt lassen, so können wir bemerken, daß die Tangente des Winkels φ der Wärmekapazität des Drahtes und der Frequenz des Stromes proportional ist, während die maximale Temperaturschwankung Θ proportional $\cos\varphi$ ist.

Hieraus ergibt sich die Bedeutung der Bestimmung von φ für eine gegebene Frequenz. Diese Bestimmung läßt sich indirekt, aber sehr genau, bewerkstelligen, wenn man eine interessante Eigenschaft des Drahtes benutzt, deren Existenz uns die Theorie alsbald dartun wird.

3. Wir wollen nämlich annehmen, wir ließen an dem Drahte die Summe zweier elektromotorischer Kräfte von verschiedenen Frequenzen, ω und ω_1, wirken; diese seien $e_0 \sin\omega t$ und $e_1 \sin(\omega_1 t - \gamma)$.

Wenn wir dann auch noch

$$T = T_m + \vartheta$$

setzen, so erhalten wir unter den gleichen Voraussetzungen über die Größe von $\frac{\vartheta}{T_m}$:

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + f(T_m) + Q\vartheta = \frac{e_0^2 + e_1^2}{2r_m} - \frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega t - \frac{e_1^2}{2r_m}\cos 2(\omega_1 t - \gamma) + \frac{e_0 e_1}{r_m}\{\cos[(\omega - \omega_1)t + \gamma] - \cos[(\omega + \omega_1)t - \gamma]\}$$

und somit:

$$W = f(T_m) = \frac{e_0^2 + e_1^2}{2r_m}.$$

Wenn wir jetzt annehmen, daß

$$2\omega = \omega_1$$

sei, daß also die Frequenz der zweiten EMK. gleich der doppelten Frequenz der ersten sei, so wird:

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + Q\vartheta = -\frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega t - \frac{e_1^2}{2r_m}\cos[4\omega t - 2\gamma] + \frac{e_0 e_1}{r_m}\{\cos(\omega t - \gamma) - \cos(3\omega t - \gamma)\}.$$

Daraus ergibt sich, daß ϑ aus vier Teilen bestehen wird, die sinusförmig mit den Perioden ω, 2ω, 3ω, 4ω schwingen. Bezeichnen wir diese Teile mit ϑ_1 bzw. ϑ_2, ϑ_3, ϑ_4, setzen wir also:

$$\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4$$

mit den Höchstwerten Θ_1, Θ_2, Θ_3, Θ_4 und den Verzögerungen φ_1, φ_2, φ_3, φ_4, so werden wir den augenblicklichen Widerstand r des Drahtes durch

$$r = r_m[1 + a(\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4)]$$

ausdrücken, und mithin wird, da die Größenordnung von a zu nahezu $^1/_{1500}$ gegeben ist, die Stromstärke i durch

$$i = \frac{e_0\sin\omega t + e_1\sin(2\omega t - \gamma)}{r_m}[1 - a(\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4)]$$

gemessen werden.

Vereinigen wir das Glied $e_0 \sin\omega t$ mit ϑ_1, das sich mit derselben Frequenz ω ändert, und das Glied $e_1 \sin(2\omega t - \gamma)$ mit ϑ_2, das sich mit der Frequenz 2ω ändert, so werden wir ein System von zwei von der Zeit unabhängigen Gliedern erhalten. Obschon der Draht elektromotorischen Wechselkräften unterworfen ist, wird er somit von einem veränderlichen Strome mit einer Gleichstromkomponente durchflossen werden.

Bezeichnen wir diese Gleichstromkomponente mit I, so wird, wie leicht einzusehen,

$$I = -\frac{a}{r_m}[e_0\Theta_1\sin(\varphi_1 + \gamma) + e_1\Theta_2\sin(\varphi_2 - \gamma)] \quad (4)$$

sein.

Da nun

$$\Theta_1 = \frac{e_0 e_1}{r_m}\frac{\cos\varphi_1}{Q}$$

und

$$\Theta_2 = -\frac{e_0^2}{2r_m}\frac{\cos\varphi_2}{Q}$$

ist, so wird

$$I = \frac{e_0^2 e_1}{2r_m^2}\frac{a}{Q}[-2\cos\varphi_1\sin(\varphi_1 + \gamma) + \cos\varphi_2\sin(\varphi_2 - \gamma)] = -\frac{e_0^2 e_1}{2r_m^2}\frac{a}{Q}\left[\left(\sin 2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin 2\varphi_2\right)\cos\gamma + (\cos^2\varphi_2 + 2\cos^2\varphi_1)\sin\gamma\right]$$

sein, oder, wenn wir

$$A = \sin 2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin 2\varphi_2,$$

$$B = \cos^2\varphi_2 + 2\cos^2\varphi_1$$

setzen,

$$I = -\frac{e_0^2 e_1}{2r_m^2}\frac{a}{Q}[A\cos\gamma + B\sin\gamma]. \quad (5)$$

Weiter erhalten wir:

$$\operatorname{tang}\varphi_1 = \frac{c\omega}{Q},$$

$$\operatorname{tang}\varphi_2 = \frac{2c\omega}{Q},$$

also:

$$\operatorname{tang}\varphi_2 = 2\operatorname{tang}\varphi_1. \quad (6)$$

Bezeichnen wir daher mit I' und I'' die Gleichstromkomponenten, die den Werten 0^0 und 90^0 von γ entsprechen, also die Gleichstromkomponenten der Ströme, die man erhält, wenn die beiden wirksamen elektromotorischen Kräfte im Anfang einmal in Phase, das andere Mal um 90^0 gegeneinander verschoben sind, so wird

Digitized by Google

$$\frac{I'}{I''} = \frac{\sin 2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin 2\varphi_2}{2\cos^2\varphi_1 + \cos^2\varphi_2} = \frac{A}{B}$$

sein.

Setzt man nun

$$\operatorname{tang}\varphi_1 = \frac{c\omega}{Q} = K,$$

so erhält man leicht:

$$\frac{I'}{I''} = \frac{2K^3}{1+3K^2} = \frac{2\operatorname{tang}^3\varphi_1}{1+3\operatorname{tang}^2\varphi_1}.$$

Aus dem Verhältnis der beiden Gleichstromkomponenten I' und I'' werden wir somit φ_1 und demgemäß auch die Verzögerung für jede beliebige Frequenz bestimmen können, ohne daß wir das Emissionsgesetz des Drahtes, noch seine Wärmekapazität, noch seinen Temperaturkoeffizienten, noch irgendein anderes Element zu kennen brauchen.

Wir werden dann mit Hilfe der Gleichung (4) den Wert von $a\,\Theta_1$ und von $a\,\Theta_2$ ermitteln können und somit, die auch bei dem oszillographischen Verfahren erforderliche Kenntnis von a vorausgesetzt, die Grenzwerte erhalten, zwischen denen in den verschiedenen Fällen die Temperatur des Drahtes schwankt.

4. Wie aus Gleichung (5) hervorgeht, ist der Einfluß der EMK. mit doppelter Frequenz verschieden, je nachdem, ob $\gamma = 0^0$ oder $\gamma = 90^0$ ist. Ich habe unter Berücksichtigung der Gleichung (6) die Werte von A und B (denen I' und I'' proportional sind) berechnet, die den verschiedenen möglichen Werten von φ_1 entsprechen. Die Ergebnisse dienten zur Konstruktion der Kurven in der Fig. 1, von denen die eine auch die durch die Gleichung (6) ausgedrückte gegenseitige Abhängigkeit von φ_1 und φ_2 darstellt. Aus diesen Kurven ersieht man, daß B mit wachsendem φ_1 beständig bis o abnimmt, während A von o anfangend einen Höchstwert erreicht und dann wieder bis auf o abnimmt. Für kleine Werte von φ_1 (also der Wärmekapazität des Drahtes und der Frequenz der EMK.) ist B viel größer als A; das Gegenteil findet statt von einem Werte für φ_1 gleich ungefähr 57^0 ab. Man sieht also wiederum, wie das Verhältnis $\frac{I'}{I''}$, das dem Verhältnis $\frac{A}{B}$ gleich ist, ein ausgezeichnetes Mittel zur Bestimmung von φ_1 abgeben kann, die sich dabei ganz und gar auf die Messung zweier Gleichstromstärken reduziert. Man wird dazu in dem Stromkreise, in den die Lampe eingeschaltet ist, eine Wechselstromkraft von doppelter Frequenz der ursprünglichen erzeugen müssen, also die zweite Oberschwingung dieser letzteren, und zwar so, daß man ihre Anfangsphase regulieren und bestimmen kann. Bei einem Gesamtenergieverbrauch $\frac{e_0^2 + e_1^2}{2r_m}$ in der Lampe, das heißt bei einer bestimmten von dem Drahte erreichten Temperatur, wird die Gleichstromstärke, wie leicht einzusehen ist, am größten sein, wenn

$$e_0^2 = 2\,e_1^2$$

ist, also wenn die zweite Oberschwingung ein Drittel der Gesamtenergie liefert.

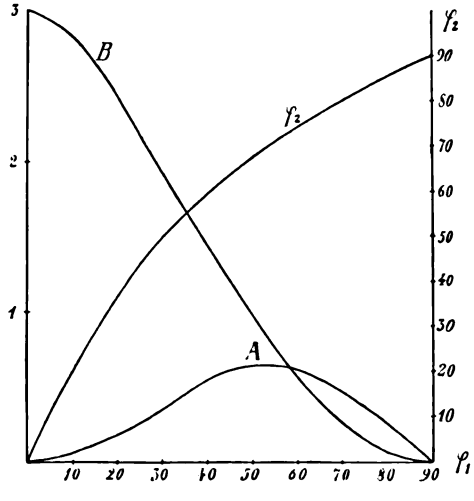


Fig. 1.

Schließlich ist zu bemerken, daß den Werten 0^0 und 90^0 von γ für die gesamte wirksame EMK. die beiden bekannten Wellenformen entsprechen, von denen die im ersten Falle gültige eine Symmetrie des positiven und des negativen Höchstwertes in bezug auf null aufweist, während bei der im zweiten Falle gültigen die eine Halbwelle tiefer eingesenkt ist als die andere. Im letztgenannten Falle wäre der Gleichrichtereffekt der Lampe auch intuitiv zu erklären; für den ersteren Fall trifft das nicht zu.

5. Als ich daran ging, Versuche gemäß dem im vorstehenden entwickelten Gedankengange auszuführen, die durch photometrische Untersuchungen über die Helligkeit des Fadens in den verschiedenen Stromphasen vervollständigt werden sollen, wollte ich vor allen Dingen auf direktem Wege das eigentümliche Verhalten feststellen, das die Theorie voraussagt, nämlich daß der von zwei Wechselströmen, deren einer die doppelte Periode des anderen hat, durchflossene Faden als teilweiser Stromgleichrichter wirken soll, somit also (meines Wissens wenigstens) das erste Beispiel für die Herstellung von Gleichstrom mit Hilfe von Wechselstromkräften in einem rein metallischen Stromkreise bilden würde.

Digitized by Google

Der Versuch hat nun die Voraussage durchaus bestätigt. Es war natürlich nicht möglich, die Wechselstromkraft des städtischen Netzes zu benutzen und das etwaige Vorhandensein der zweiten Oberschwingung in ihr auszunutzen, denn die Kurve der EMK. ist gewöhnlich symmetrisch, und es fehlt somit die zweite Partialschwingung und im allgemeinen sämtliche geradzahligen. Um meinen Zweck auf die einfachste Weise zu erreichen, habe ich folgende Schaltung angewendet:

Der städtische Wechselstrom (42 Perioden, 105 Volt) durchfließt eine fünfzigkerzige Lampe Z (Fig. 2) und geht durch eine Spule B, in die

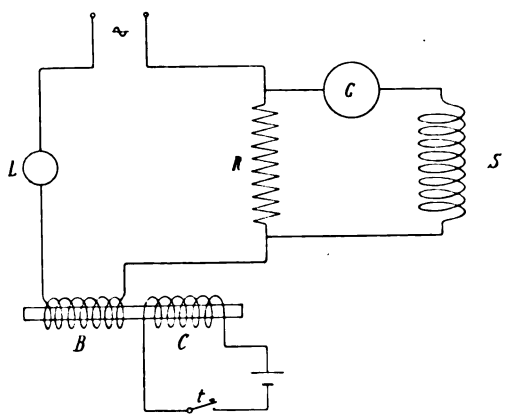


Fig. 2.

ein langes Bündel von Eisendrähten eingeführt ist. Darauf gabelt er sich in einen induktionsfreien Widerstand R und einen Stromkreis, der aus einer sehr großen Selbstinduktion S (der Sekundärspule eines kleinen Ruhmkorffschen Induktoriums) und einem Gleichstromgalvanometer (Typus Deprez-d'Arsonval, von Hartmann & Braun) besteht. Bei dieser Schaltung wird das Galvanometer infolge der großen Impedanz von S von einem sehr schwachen Wechselstrom durchflossen, der das System fast in Ruhe läßt, zumal wenn es einigermaßen schwer ist; es bleiben nur ganz geringe Schwankungen um die Nullage zurück. Die Gegenwart einer schwachen Gleichstromkomponente im Strome, für welche die hohe Selbstinduktion von S kein Hindernis mehr bildet, sondern nur der Ohmsche Widerstand von S, muß sich alsbald durch eine dauernde Ablenkung des Galvanometers zu erkennen geben. Eine solche beobachtet man denn auch deutlich, sobald im Stromkreise die, für gewöhnlich fehlende, zweite Oberschwingung der Grundschwingung erzeugt wird. Zu diesem Zwecke braucht man nur mittels des Tasters t einen Gleichstrom durch die kleine Spule C zu schicken, die das andere Ende des Eisendrahtbündels umgibt. In der Tat werden dadurch die Magnetisierungszyklen des Eisens unsymmetrisch, und dadurch entsteht eine Dissymmetrie der an den Klemmen der Lampe wirkenden EMK., eine Dissymmetrie, die naturgemäß in einem Stromkreise mit konstantem Widerstande keine Gleichstromkomponente erzeugen würde. Unter den Bedingungen, die ich verwirklicht hatte, war allerdings die zweite Oberschwingung, die ich in die städtische EMK. einführte, nur sehr schwach, aber immerhin betrug die durch den ganzen Stromkreis fließende Gleichstromkomponente ungefähr 1 Milliampere bei einer Wechselstromstärke von ungefähr 500 Milliampere. Sie war daher leicht wahrnehmbar und meßbar und blieb noch meßbar, als ich die kleine Metallfadenlampe durch eine Kohlefadenlampe ersetzte, welche dieselbe elektrische Energie zu verbrauchen imstande war. In diesem Falle war indessen der Ausschlag des Galvanometers nach der anderen Seite gerichtet und auf den zehnten Teil verringert. Auch ohne daß man mit Hilfe des Tasters t den Gleichstrom in C schließt, erhält man zuweilen inkonstante Ausschläge am Galvanometer; diese rühren offenbar von gelegentlichen Dissymmetrien her, die an den beiden Halbwellen der städtischen EMK. durch besondere in dem Netze angeordnete Abnahmestellen, wie beispielsweise durch die Bogenlampen, entstehen.

Hiermit ist die von der Theorie vorausgesagte Eigenschaft bewiesen. Die erheblichen Wirkungen, die ich erhalten habe, und die bei Steigerung der Amplitude der zweiten Oberschwingung sehr verstärkt werden können, lassen hoffen, daß die Untersuchung, deren Plan ich in dieser Mitteilung auseinandergesetzt habe, zu Ergebnissen führen wird, die des Interesses nicht entbehren werden.

(Nach Lincei Rend. (5) **18** (1), 133—141, 1909, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. März 1910.)

Über die Pulfrichsche Beziehung zwischen der Volumenkontraktion und dem Brechungsvermögen von Flüssigkeitsgemischen. (Sur la relation de Pulfrich, entre la contraction du volume et le pouvoir réfringent des mélanges liquides.)

Von Edm. van Aubel.

Wir wollen ein Gemisch von zwei Flüssigkeiten betrachten. Wir bezeichnen:

mit p_1 die Gewichtsmenge der einen Flüssigkeit, die in das Gemisch eingeht,

„ p_2 die Gewichtsmenge der anderen Flüssigkeit,

Digitized by Google

mit D_1 die Dichte der ersten Flüssigkeit,
„ D_2 die Dichte der zweiten Flüssigkeit,
„ $v_1 = \frac{p_1}{D_1}$ das Volumen, das die erste Flüssigkeit für sich allein einnehmen würde,
„ $v_2 = \frac{p_2}{D_2}$ das entsprechende Volumen für die zweite Flüssigkeit,
„ D die beobachtete Dichte des Gemisches (wie sie sich aus der Kontraktion oder der Dilatation der Volumina ergibt),
„ D_v die Dichte, welche das Gemisch haben würde, wenn es sich ohne Volumenänderung bilden würde.

Wir erhalten dann die folgenden Beziehungen, in denen C die gesamte Volumenänderung und c die auf die Volumeneinheit bezogene Kontraktion oder Dilatation bezeichnet:

$$D_v = D_1 + (D_2 - D_1)\frac{v_2}{v_1 + v_2}, \qquad (1)$$

$$C = (v_1 + v_2)\left[1 - \frac{D_v}{D}\right],$$

$$c = \frac{C}{v_1 + v_2} = \frac{D - D_v}{D}. \qquad (2)$$

Andererseits sei $R = n - 1$ das Brechungsvermögen, wo n der Brechungsindex sei, und zwar wollen wir die Größen R und n, die für die eine und die andere der beiden das Gemisch bildenden Flüssigkeiten gelten, mit den Indizes 1 bzw. 2 bezeichnen. Dann werden wir für die Brechungsvermögen die folgende, der Gleichung (1) analoge Beziehung erhalten:

$$R_v = R_1 + (R_2 - R_1)\frac{v_2}{v_1 + v_2}. \qquad (3)$$

R_v bedeutet das Brechungsvermögen, das man für das Gemisch erhalten würde, wenn sich dieses ohne Volumenänderung bilden würde. Unter Zugrundelegung dieser Bezeichnungsweise wollen wir als „Kontraktion des Brechungsvermögens" den der Größe c in der Gleichung (2) analogen Ausdruck $\frac{R - R_v}{R}$ bezeichnen.

Pulfrich[1]) hat gezeigt, daß man schreiben kann:

$$\frac{R - R_v}{R} = q\,\frac{D - D_v}{D} = q \cdot c. \qquad (4)$$

Der Proportionalitätsfaktor q ist für die Gemische zweier bestimmter Flüssigkeiten in verschiedenen Verhältnissen praktisch konstant und immer positiv. Diese Pulfrichsche Beziehung bildete den Gegenstand der Untersuchungen von Buchkremer, von Schütt, von Chénevean und besonders von V. F. Heß[1]). Der letztgenannte Physiker hat bewiesen, daß die Formel (4) gilt, einerlei welchen Ausdruck man für das Brechungsvermögen R wählt, ob

$$R = n - 1,$$

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$$

oder

$$R = n^2 - 1,$$

und daß der Proportionalitätsfaktor q sich mit der Temperatur und der Wellenlänge wenig ändert. q wäre danach eine für die Gemische zweier gegebener Flüssigkeiten charakteristische Konstante.

Robert Wintgen hat für seine Doktordissertation[2]) eine große Anzahl sehr genauer Messungen unternommen, deren Zweck von dem uns hier beschäftigenden verschieden war. Ich habe mir vorgenommen, diese Ergebnisse zu benutzen, um festzustellen, ob der Proportionalitätsfaktor q immer positiv sei, und ich habe für den Fall eines Gemisches gleicher Volumina einer Ammoniumheptamolybdatlösung und einer Weinsäurelösung[3]) einen negativen Wert von q erhalten:

Temperatur: 25,0° C.

a) Lösung **1**: Ammoniumheptamolybdat in Wasser.

P_1 = Anzahl der in v_1 cm³ der Lösung **1** gelöst enthaltenen Gramme der Substanz = 200,00;
v_1 = 1000 cm³ der Lösung **1**;
D_1 = Dichte der Lösung **1** = 1,13560;
n_1 = 1,36519[4]),
folglich $R_1 = n_1 - 1 = 0{,}36519$.

b) Lösung **2**: Weinsäure in Wasser.

P_2 = Anzahl der in v_2 cm³ der Lösung **2** gelöst enthaltenen Gramme der Substanz = 200;
v_2 = 1000 cm³ der Lösung **2**;
D_2 = 1,08440;
n_2 = 1,35626,
folglich $R_2 = n_2 - 1 = 0{,}35626$.

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **4**, 561, 1889

1) Ann. d. Phys. (4) **27**, 589, 1908. — Siehe auch: Doroszewsky und Dworzantschyk, Zeitschr. f. phys. Chem. **68**, 43, 1909.

2) Robert Wintgen, Über den Einfluß der Komplexbildung auf Raumerfüllung und Lichtbrechung in wäßrigen Lösungen von Salzen und Säuren. Inaug.-Diss., Bonn, Juli 1908.

3) Robert Wintgen, a. a. O., S. 50.

4) Für die D-Linie des Natriums.

Digitized by Google

c) Man mischt die Lösungen **1** und **2** und findet folgende Ergebnisse:

$D_v = 1{,}11000$, nach Formel (1) berechnet;
$D = 1{,}10927$, als aus den Messungen sich ergebenden Wert;
$R_v = 0{,}36072$, mit Hilfe der Formel (3) berechnet;
$R = 0{,}36229$, als aus den Messungen sich ergebenden Wert.

Man erhält somit

$$D < D_v$$

und

$$R > R_v,$$

die Größe q ist also negativ.

Die beobachteten Abweichungen überschreiten bei weitem die bei den von Wintgen ausgeführten Messungen möglichen Fehler[1]). Dies ist der einzige bislang angegebene Fall, wo der Faktor q negativ ist. Es wird interessant sein, Gemische derselben Lösungen in anderen Mengenverhältnissen zu untersuchen; das soll den Gegenstand meiner weiteren Untersuchungen bilden.

Wir bemerken, daß sich in dem betrachteten Gemische eine komplexe Verbindung bildet, wie es Gernez durch polarimetrische Untersuchungen gezeigt hat[2]); ich habe aber die hier angegebene Eigentümlichkeit bei anderen von Wintgen untersuchten Flüssigkeiten, die gleichfalls zu komplexen Verbindungen führen, nicht gefunden. Beispielsweise ergibt ein Gemisch aus einer Quecksilberchloridlösung und einer Kaliumjodidlösung:

$$D = 1{,}02469;$$
$$D_v = 1{,}02439;$$
$$R = 0{,}33733;$$
$$R_v = 0{,}33682;$$

das bedeutet einen positiven Wert von q.

1) Robert Wintgen, a. a. O., S. 26 und 28.
2) Journ. de phys. (2) **6**, 383, 1887. — Siehe auch: Quinet, Journ. de phys. (4) **8**, 278, 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 8. März 1910.)

Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes.

Von J. W. Giltay.

Der unter obigem Titel von Herrn Gripenberg in dieser Zeitschr. **11**, 132, 1910 gegebene Konstruktionsgedanke wird nach meiner Ansicht schwerlich zur Erlangung recht empfindlicher Selenzellen leiten, und zwar aus zwei Gründen:

Erstens trifft das Licht die Selenoberfläche unter einem spitzen Winkel.

Zweitens — und das ist nach meiner Meinung ein weit größerer Nachteil — ist der von der glänzenden Selenoberfläche reflektierte Teil des Lichtes für die Rolle, den Widerstand des Selens zu ermäßigen, gänzlich verloren.

Um eine Widerstandsänderung in dem Selen hervorzubringen, wird das Licht in die Selenmasse — wenn auch nur wenig tief — eindringen müssen. Das vom Selen reflektierte Licht wird daher für den gewünschten Effekt gänzlich verloren sein: je mehr das Selen glänzt, desto geringer wird der elektrische Lichteffekt sein.

Das „hohe Reflexionsvermögen des kristallinischen Selens" existiert übrigens nur dann, wenn das Selen auf einer Glasplatte geschmolzen und kristallisiert ist. Nach meiner Erfahrung zeigen solche Zellen immer eine sehr geringe Empfindlichkeit. Ob das nun ausschließlich an der oben erwähnten Reflexion des Lichtes liegt, oder ob vielleicht auf einer polierten Glasplatte keine zur Lichtempfindlichkeit gehörende Kristallisation stattfindet, hatte ich noch keine Gelegenheit zu untersuchen. Man würde dazu eine gewöhnliche Shelford-Bidwellsche Zelle fertigen können, von einer auf dem Selen geschmolzenen Glasplatte bedeckt. Nach der Kristallisation soll dann die Glasplatte entfernt werden, ohne die glatte Selenoberfläche zu beschädigen, und dann die Lichtempfindlichkeit gemessen werden. Darauf wird die Selenoberfläche durch den Sandstrahl mattiert und die Empfindlichkeit nochmals gemessen. Der Unterschied zwischen beiden Empfindlichkeiten zeigt dann den schädlichen Einfluß der Lichtreflexion.

Die von Herrn Gripenberg beschriebene Zelle hatte einen sehr geringen Dunkelwiderstand, was für manche Zwecke ein großer Vorteil ist. Dies kann in zwei Ursachen seinen Grund haben:

1. durch die Feinheit des Gitters, wodurch der Strom einen nur sehr kurzen Weg durch das Selen zurückzulegen hat,

2. durch den geringen spezifischen Widerstand des Selens.

Wenn das sub 2 genannte auch zur Erzielung des geringen Zellenwiderstandes mitwirkt, so ist das ein entschiedener Nachteil, da das Selen nur dann eine bedeutende Empfindlichkeit zeigt, wenn sein spezifischer Widerstand sehr groß ist.

Die Empfindlichkeit der von Herrn Gripenberg beschriebenen Zelle ist übrigens eine sehr geringe. Bei Belichtung von 20000 Lux fällt der Widerstand von 30 auf 6; einfachheitshalber wollen wir sagen, die Empfindlichkeit für

Digitized by Google

20000 Lux war 5. Zwei Bidwellsche Zellen, die ich voriges Jahr für die Firma Newton & Co. in London fertigte, hatten Dunkelwiderstände von bzw. 200000 und 770000 Ohm. Die Empfindlichkeit dieser Zellen für 40,5 Lux (eine 16 Kerzenlampe auf 2 Fuß Distanz) war bzw. 11,8 und 26.

Delft, Holland, 4. März 1910.

(Eingegangen 8. März 1910.)

Zum Problem des elektrischen Fernsehens

Von W. S. Gripenberg.

Die Konstruktion von Fernsehern, in welchen das Bild Punkt für Punkt überführt und auf einen Schirm projiziert wird, wurde bis jetzt immer unter der Voraussetzung ausgeführt, daß das Bild in $^1/_5$ Sekunde dem Auge sichtbar gemacht werden muß. Wenn es möglich wäre, das Bild während einer gewissen Zeit auf dem Schirme zu fixieren oder festzuhalten, dann könnte die Überführungszeit erheblich verlängert werden, und damit würde eine annehmbare Lösung des Problems erheblich näher rücken.

Ein Mittel hierzu bilden die phosphoreszierenden Stoffe, welche nach Aufhören der erregenden Strahlung noch einige Zeit nachleuchten.

Als naheliegende Substanz könnte erwähnt werden: Balmainsche Leuchtfarbe, von einer gewöhnlichen Lichtquelle belichtet, deren sichtbare Strahlen durch Jodschwefelkohlenstoff oder Nigrosin-Chloroform abfiltriert sind.

Helsingfors, 24. Februar 1910.

(Eingegangen 28. Februar 1910.)

Über gekoppelte Oszillatoren.

Von C. Fischer.

Eine kürzlich in dieser Zeitschrift erschienene Arbeit von J. Kaiser[1]) untersucht zwei fest gekoppelte Oszillatoren, von denen der eine offen, der andere geschlossen ist. Analoge Versuche für zwei geschlossene Kreise sind von mir früher veröffentlicht worden. Kaiser weist nach, daß die für geschlossene Kreise gefundenen Resultate auf den Fall, wo ein offenes mit einem geschlossenen System gekoppelt ist, übertragen werden dürfen, was die Übereinstimmung der Wechselzahlen der Koppelungswellen mit der Theorie und die Abweichung der Dekremente von den theoretisch geforderten Werten betrifft.

Der von Kaiser aufgestellte Unterschied in den Resultaten beider Arbeiten dürfte dagegen auf einem Irrtum beruhen. Kaiser sagt: „Dagegen kommt Fischer in bezug auf die Amplituden zu einem anderen Ergebnis, denn nach seinen Beobachtungen steigt der Stromeffekt im Sekundärkreise mit wachsender Koppelung sehr schnell an und erreicht bei einer ziemlich kleinen Koppelung einen Wert, über den hinaus er nur noch wenig anwächst, wenn die Koppelung immer fester wird".

Es scheint hier eine Verwechslung vorzuliegen zwischen dem Stromeffekt ($i^2_{II}\,eff$) im Sekundärkreise (Antenne) und dem Effekt ($i^2_{m_1}\,eff$ und $i^2_{m_2}\,eff$) in dem Meßkreis. Der erste Effekt ($i_{II}{}^2\,eff$), auf den sich obiger Satz bezieht, ist meines Wissens nicht von Kaiser gemessen worden. Seine Kurven für β_1 und β_2 sind vielmehr mit meinen Messungen über den „Effekt in einem mit dem Sekundärkreise extrem lose gekoppelten dritten Kreise" zu vergleichen. In dem Bereiche, in welchem hier die Resultate der beiden Arbeiten verglichen werden dürfen, besteht eine qualitativ völlige Übereinstimmung, was den ersten Aufbau (System A) meiner Arbeit betrifft. Denn

1. von einer Koppelung an, bei der schon beide Koppelungswellen gut zu trennen sind, nimmt die Intensität der kurzen Welle beständig zu und die der langen Welle ab.

2. Im selben Bereich ist die Intensität der kürzeren Welle stets größer als die der langen Welle.

Für mein zweites System (B) fand ich dagegen, daß beide Sätze erst von einer viel festeren Koppelung an Gültigkeit haben.

Die Nutzanwendung, die Kaiser aus seinen diesbezüglichen Kurven für die drahtlose Telegraphie zieht, daß feste Koppelung stets der losen vorzuziehen sei, ist insofern unbegründet, als seine Messungen ausdrücklich nur von einer Koppelung von 0,06 an gelten. Daß noch bei geringerer Koppelung, wo die beiden Wellen nur schwer zu trennen sind, ein sehr ausgesprochenes Maximum des Effekts liegt, scheint ihm entgangen zu sein. Daß dieses Maximum auch für den Fall der Koppelung eines offenen mit einem geschlossenen Oszillator tatsächlich vorhanden ist, habe ich für verschiedene Systeme nachgeprüft.

(Eingegangen 22. März 1910.)

Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Zweite Bemerkung von Wilhelm Krebs[1]).

Zu dieser Frage hat sich Herr Ansel[2]) geäußert, teilweise mit Einwänden, die auf der

1) Diese Zeitschr. 10, 886, 1909

1) Erste Bemerkung: diese Zeitschr. 11, 134, 1910.
2) Diese Zeitschr. 11, 135, 1910.

Digitized by Google

nautischen Literatur beruhen, mich aber erkennen lassen, daß meine eigenen früheren Darlegungen nicht in dem Grade zugänglich sind, wie ich angenommen hatte. Dem aus dem Segelhandbuch für den Atlantischen Ozean entnommenen Einwande einer Verlegung der atlantischen Seewege generell nach Westen, setze ich aus meiner früher von mir zitierten Veröffentlichung im „Weltall" vom 15. Oktober 1906 die chronologische Tabelle der durchschnittlichen Kreuzungslängen der Linie für ausreisende Segelschiffe entgegen.

Autor	Jahr des Vorschlags	Jährliches Gesamtmittel	
Maury	1848	Westl. Länge	29,5°
de Kerhallet	1853	„ „	25,5°
v. Neumayer	1864	„ „	25,0°
Toynbee	1876	„ „	27,0°
Niederl. Meteor. Institut	1877	„ „	24,0°
Deutsche Seewarte	1902	„ „	25,0°
Allgemeiner Brauch vor	1848	„ „	23,0°

Die Verlegung nach Westen, die auf Anregung des amerikanischen Hydrographen Maury seit 1848 allmählich in Aufnahme kam, galt nur für solche ausgehende Schiffe. Sie wurde nur bis 1876 amtlich befürwortet. Von 1877 an wurde, besonders auch von der Deutschen Seewarte, deren damaliger Leiter, Professor Neumayer, schon im Jahre 1864 diese Meinung geäußert hatte, die Kreuzung ungefähr auf die alte, östliche Route zurückverlegt. Von einer allgemeinen Verlegung, auch der Heimreisen der Segler und der Dampferreisen, nach Westen kann unter keinen Umständen die Rede sein.

Im übrigen verweise ich nochmals auf meine Diskussion dieser Schiffahrtsstatistiken in derselben Arbeit.

In bezug auf die übrigen Darlegungen des Herrn Ansel möchte ich den Hinweis nicht unterdrücken, daß die von ihm durchgeführten Beispiele für 1900 und 3800 Jahre ungefähr die doppelte und die vierfache Rotation der Wehnerschen Periode[1]) von 952 Jahren betreffen. Ihr Einschlagen, jedenfalls bei Westwanderung, spricht demnach für diesen Vorgang, nicht gegen ihn.

Die aus Herrn Ansels Diagrammen hervorgehende dichtere Scharung nach diesen mehrfachen Rotationen scheint eine neue Bestätigung beizubringen für die von mir vertretene Meinung, daß es sich um einen Schwingungsvorgang an der Grenzfläche zweier beweglichen Medien (Metallkern und Steinmantel in Gasform) als eigentliches Agens handelt.

1) Diese Zeitschr. **10**, 962, 1909.

(Eingegangen 5. März 1910.)

REFERATE.

Bericht über neue Apparate auf der Ausstellung der Société française de Physique.

Von T. Saphores.

Die Ausstellung der Société française de Physique fand am 31. März und 1. April in Paris statt.

Da es unmöglich ist, alle die ausgestellten Apparate zu beschreiben, seien hier nur diejenigen angeführt, die bei den früheren Ausstellungen nicht zu sehen waren.

A. Elektrizität.

1. Technische Meßinstrumente.

In der sehr interessanten Ausstellung der Firma Carpentier bemerken wir:

Ein Amperemeter für Ströme von hoher Frequenz und großer Intensität, bei dem es gelungen ist, die störenden Einflüsse der Selbstinduktion zu beseitigen.

Eine ganze Serie von Apparaten, die nach einem kürzlich von Kommandant Ferrier angegebenen Prinzip für die Ausstellung konstruiert wurden. Auf einer Skalenscheibe, aber um verschiedene Punkte, drehen sich die Zeiger zweier verschiedener Apparate, z. B. eines Amperemeters und eines Voltmeters. Das Voltmeter gibt die Spannungsdifferenz an den Enden eines Stromkreises an, das Amperemeter die Stromstärke in demselben Kreise. Die zwei Zeiger, die dicht übereinander gelagert sind, durchkreuzen sich in einem bestimmten Punkte. Wenn man bei gleichbleibender Leistung des Stromkreises Strom und Spannung variiert, so verschiebt sich der Kreuzungspunkt auf einer gewissen Kurve, die für die betreffende Leistung charakteristisch ist. Wiederholt man dasselbe Verfahren für andere Werte der Leistung, so erhält man auf der Scheibe ein ganzes Netz von Kurven, von welchen jede einer bestimmten Leistung entspricht. Um nun eine Leistung zu messen, braucht man nur den Apparat an den betreffenden Stromkreis anzuschließen und nachzusehen, auf welche oder zwischen welche Kurven der Kreuzungspunkt der zwei Zeiger fällt.

So ausgeführt, arbeitet der Apparat als Wattmeter. Derselbe Apparat kann aber auch als Widerstandsmesser benutzt werden, wenn

Digitized by Google

man auf der Skalenscheibe, gerade wie oben, ein Netz von Kurven gleichen Widerstandes aufzeichnet.

Nach demselben Prinzip werden auch Frequenzmesser für Wechselströme und Wellenmesser für die Telegraphie ohne Draht konstruiert.

Der Vorzug dieser Apparate gegenüber den gewöhnlichen Apparaten zu demselben Zweck mit einem Zeiger ist der, daß durch Nebenschlüsse im Amperemeterteil oder durch Veränderung im Voltmeterteil ihre Empfindlichkeit in sehr großen Grenzen variiert werden kann.

Die Firma Carpentier stellte außerdem einen ebenfalls neuen Apparat von L. Joly aus, mit welchem das Verhältnis zweier Stromstärken gemessen werden kann und welcher den Namen „Logometer" führt. Dieser Apparat besteht 1. aus einem beweglichen Teil (Fig. 1): zwei

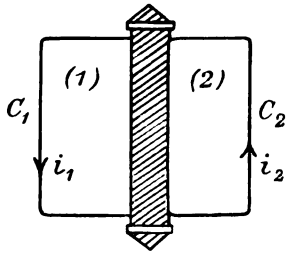


Fig. 1.

identische, aus Leitungsdraht gebogene Rechtecke, die, einander gegenüber, in einer Ebene an derselben Achse befestigt sind; im stromlosen Zustand wirkt hierauf keine Drehkraft ein; 2. aus einem festen Teile, der zusammengesetzt ist aus einem Magneten A und einem zylindrischen Eisenkern zur Verteilung des Kraftlinienflusses (Fig. 2). Dieser Kern ist in dem freien

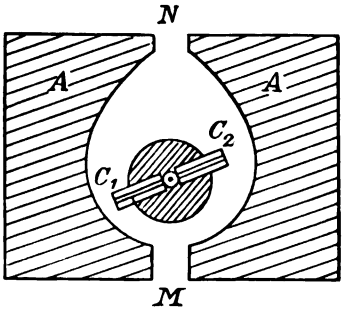


Fig. 2.

Raume zwischen den Polen exzentrisch angebracht; das Magnetfeld nimmt also von M bis N allmählich ab. Wenn zwei Ströme i_1 und i_2 die Rechtecke c_1 und c_2 in entgegengesetztem Sinne durchfließen, so wird dann Gleichgewicht sein, wenn

$$i_1 H_1 = i_2 H_2 \quad \text{oder} \quad \frac{i_1}{i_2} = \frac{H_2}{H_1}$$

ist, wo H_1 und H_2 das Magnetfeld in dem Punkte bedeutet, wo sich eben die Leiter c_1 und c_2 befinden. Die Skala kann so eingeteilt werden, daß man direkt das Verhältnis $\frac{i_1}{i_2}$ ablesen kann.

Da die Messung des Verhältnisses zweier Widerstände stets auf die Messung des Verhältnisses zweier Stromstärken zurückgeführt werden kann, so kann dieses Logometer mit Hinzufügung eines bekannten Widerstandes auch als Widerstandsmesser gebraucht werden.

Ein wichtiger Vorteil des Instrumentes ist der, daß die Teilung der Skala nur von der Anordnung des Eisenkernes abhängt, daher von dem Konstrukteur nach Belieben gewählt werden kann. Bei dem ausgestellten Apparat ging der Meßbereich von 100 Ω bis 1 Meg Ohm.

Die hauptsächlichen von Richard ausgestellten Apparate waren:

Ein Registriergalvanometer mit Papier ohne Ende. Bei genügender Geschwindigkeit des Papiers gestattet diese Anordnung an den Kurven Details zu erkennen, die bei den gewöhnlichen Registrierarbeiten nicht wahrnehmbar sind.

Ein Registriergalvanometer mit zweierlei Empfindlichkeit, das auf dem folgenden Prinzip beruht: wenn die Ablenkung des Zeigers einen bestimmten Wert erreicht, so wird der Widerstand der Aufhängung automatisch vergrößert und dadurch die Empfindlichkeit verringert.

Bei Chauvin et Arnoux bemerken wir:

Ein thermisches Amperemeter zur Messung von schwachen Wechselströmen: der zu messende Strom fließt durch einen Draht, welcher ein Thermoelement erwärmt, das an ein sehr empfindliches Galvanometer angeschlossen ist. Bei Strömen von hoher Frequenz werden die Wirkungen der Reaktanz dadurch beseitigt, daß man einen geradlinigen Heizdraht benutzt.

Ein sehr kräftiges Galvanometer Desprez d'Arsonval, das bei 1 m Skalenabstand für 10^{-9} Ampere einen Ausschlag von 1 mm gibt. Dieser Apparat ist so eingerichtet, daß er entweder mit einer tragbaren Skala in 30 cm Entfernung benutzt werden kann, oder mit einem Ablesefernrohr oder mit einer gewöhnlichen Skala.

Ein Photometer, mit welchem man sowohl die Lichtintensität wie auch den Stromverbrauch zweier Glühlampen vergleichen kann. Die von

Digitized by Google

den zwei Lichtquellen erleuchteten Flächen sehen aus wie zwei konzentrische Ellipsen. Eine der Lichtquellen ist fest, die andere durch einen Auszug beweglich. Nach Einstellen des Apparates kann man an einem Zeiger direkt das Verhältnis der Lichtintensitäten ablesen. Zwei Amperemeter zeigen den Stromverbrauch an. Das Ganze ist tragbar.

In der Ausstellung von Hartmann & Braun (Richard Heller) sind zwei sehr interessante Apparate zu vermerken:

Ein tragbares Photometer, welches dazu dient, die Intensitäten, den Stromverbrauch und die Spannung des Stromes zu messen. Eine sehr sinnreiche Anordnung gestattet es, die Intensität zu messen, ohne die Lampen zu verschieben. Zwei senkrechte, unter einem Winkel zusammenstoßende Platten zerstreuen das Licht der beiden Lichtquellen; die eine Platte ist fest, die andere so drehbar, daß dieser Winkel geändert werden kann, dadurch können die einfallenden Strahlen so reguliert werden, daß die zwei Flecke gleiche Helligkeit zeigen; dann ist das Intensitätsverhältnis der zwei Lichtquellen gleich dem Verhältnis der Kosinus der Einfallswinkel. An der beweglichen Scheibe ist ein Zeiger befestigt, der an einer Skala direkt das Verhältnis der Lichtintensitäten anzeigt. Der Apparat nimmt wenig Platz ein und wiegt nur ungefähr 5 kg.

Der andere Apparat ist ein elektrolytischer Zähler: der „Stia"-Zähler. Dieser äußerst einfache Apparat besteht im wesentlichen aus einem luftdicht verschlossenen Gefäße, das eine Lösung von Quecksilbersalzen und zwei Elektroden enthält: die eine aus Quecksilber (Anode), die andere aus einem Iridiumblättchen. Wenn ein Strom durch den Apparat fließt, wird auf der Iridiumkathode Quecksilber niedergeschlagen. Die ausgeschiedenen Quecksilbertröpfchen fallen in ein graduiertes Glasrohr, das unter der Elektrode angebracht ist. Die Höhe des Quecksilbers im Rohr ist direkt ein Maß für die Elektrizitätsmenge, die durch den Stromkreis geflossen ist, und der Apparat wird genau wie ein Thermometer oder ein Barometer abgelesen. Um den Apparat, wenn nötig, auf den Nullpunkt zurückzubringen, genügt es, ihn umzudrehen, dann vereinigt sich das Quecksilber aus dem Rohr wieder mit dem Quecksilber der Anode. Was diesen Apparat von anderen elektrolytischen Zählern unterscheidet, ist, daß keine Zersetzung der Flüssigkeit und keine Abnutzung der Elektroden eintritt. Der Fabrikant garantiert für drei Jahre eine Genauigkeit von ungefähr 3 Proz.

Bevor wir die Meßinstrumente verlassen, wollen wir noch folgende nennen:

Bei Siemens & Halske ein Magnetinstrument zur Messung von Isolationswiderständen und ein Wattmeter mit Nebenschlüssen, das sich von den älteren Modellen durch ein kleines Volumen und einen großen Meßbereich unterscheidet.

Bei der Compagnie des Compteurs ein sehr stabiler selbstregistrierender Frequenzmesser.

2. Laboratoriumsapparate.

Unter den elektrischen Laboratoriumsapparaten bemerken wir:

Eine elektrostatische Wage zur Messung des spezifischen Induktionsvermögens von Maldès, ein Quadrantelektrometer von demselben; beide ausgeführt von Pellin.

Bei der Firma Thurneyssen ein tragbares Elektroskop zur Messung der Radioaktivität, angegeben von M. Hurmuzescu; ein Apparat von J. Danne zur Auffindung und Bestimmung von kleinen Mengen Radiumemanation oder Radiumsalzen in festen, flüssigen oder gasförmigen Stoffen.

Die Société Centrale des Produits chimiques stellte einen Apparat aus zur Messung starker Aktivitäten, erzeugt durch die durchdringenden γ-Strahlen, auch benutzbar zur Bestimmung des Radiumgehaltes. Alle andern Strahlen, mit Ausnahme der gewünschten, sind in dem Apparate durch eine 6 mm dicke Bleiplatte abgeschirmt. Was die Radiumbestimmung angeht, so zeigt die Erfahrung, daß die Intensität der durchgehenden Strahlen proportional der vorhandenen Radiummenge ist. Der Meßbereich des Apparates ist ziemlich groß; man kann 0,5 bis 200 Milligramm Radiumchlorid messen.

In derselben Abteilung ist ein Apparat von Chèneveau zu sehen, der dazu dient, Magnetfelder von einigen Hundert bis einigen Tausend Gauß zu messen; er beruht auf der Niveauveränderung, die in einem V-förmig gebogenen, mit einer Flüssigkeit gefüllten Rohre eintritt, wenn der eine von den zwei Schenkeln, welche verschiedenen Querschnitt haben, in ein Magnetfeld eingeführt wird. Diese durch ein sehr sinnreiches Verfahren noch verstärkten Niveauveränderungen werden mit Mikroskop abgelesen. Der Apparat ist auch bei Wechselfeldern verwendbar.

3. Elektrische Beleuchtung; Anwendungen der Elektrizität.

Unter den Apparaten für Beleuchtungszwecke begnügen wir uns die folgenden anzugeben: die automatischen Regulatoren, System Routin, hergestellt von der Société des Téléphones, und die polarisierten Differential-Sicherheitsschalter Gabreau. Eine Anzahl Bogenlampen ohne Mechanismus, darunter die Lampe Astra (Cibié), Conta (Piccard) usw.

Digitized by Google

Die Quecksilberdampflampen finden immer mehr Verbreitung als Erzeuger von ultravioletten Strahlen; es seien hier zwei Modelle von Pouleue genannt: eine Quecksilberlampe aus Quarz mit verbesserter Zündung und eine andere, ebenfalls aus Quarz, bei welcher das Quecksilber durch ein Amalgam ersetzt ist. Dieses Amalgam besteht aus 60 Proz. *Hg*, 20 Proz. *Pb*, 20 Proz. *Bi*, $^1/_2$ Proz. *Zn*, $^1/_2$ Proz. *Cd*. Die Lampe funktioniert genau wie die gewöhnlichen Lampen, aber gibt ein Spektrum, das viel reicher ist an ultravioletten Strahlen.

Es sind auch ganze Sterilisationsapparate mit Verwendung von Quecksilberdampflampen zu erwähnen, darunter einer von Dr. Nogier. Dieser Apparat arbeitet mit einer einzigen Lampe, ist bequem zu handhaben, da er keine Überwachung braucht, und kann, obwohl er einen sehr kleinen Rauminhalt hat (1 Liter), 15 Liter vollkommen sterilisiertes Wasser in der Minute liefern.

B. Verschiedenes.

Außer den elektrischen Apparaten ist bei Pellin noch zu nennen: ein Refraktionsgoniometer mit Autokollimator von Chèneveau, ein Mikroskop von Lechatelin, ein Trommelregistrierapparat von Coste zur Untersuchung der kritischen Punkte.

Bei Gaumont eine Anordnung zur Synchronisierung für Kinematographen und Phonographen.

Bei Calmels ein Album von Absorptionsspektren für 130 Anilinfarben von C. E. Kennert Mees. Diese Spektren beziehen sich auf $^1/_3$ mm bis 5 mm Dicke für verschiedene Konzentrationen.

Bei Gebrüder Picard ein Quecksilbermikrometer, mit dem noch $^1/_{1000}$ mm gemessen werden kann.

Bei Collot eine Präzisionswage, die kürzlich in der Académie des sciences vorgeführt wurde.

Bei Gebrüder Richard ein registrierender Niveaumesser, ein Regenmesser, ein Niveauübertrager und extra leichte Meßinstrumente aus Aluminium (Barometer, Manometer, Kinemometer) für die Luftschiffahrt.

Bei Goisot ein Laboratoriumsofen, durch elektrischen Widerstand bis zu 700°–800° heizbar.

Bei Berlemont eine Quecksilberluftpumpe von M. Moulin, die auf einem ganz neuen Prinzip beruht und mit der man auch in ziemlich großen Gefäßen rasch ein hohes Vakuum herstellen kann.

Schließlich seien noch zwei neue optische Apparate von Ch. Féry angeführt. Der erste ist ein Spektrograph, der sich von den übrigen durch seine große Einfachheit unterscheidet. Er hat nur ein Quarzprisma mit einer konkaven und einer konvexen Seite; die hintere konvexe Seite ist versilbert und wirkt als Spiegel; durch sie wird das Bild des Spektrums auf die photographische Platte geworfen. Diese bemerkenswerte Anordnung vereinfacht den Apparat sehr; er besitzt gar keine Linse, hat eine Gesamtlänge von 1,25 m und liefert ein sehr reines Spektrum von 20 cm Länge. Dieser Apparat wird in der Chemie und Mineralogie sicher gute Dienste leisten. Er wurde eigens für die französische Münze konstruiert.

Der zweite Apparat von Ch. Féry ist ein Spektrophotometer. Bei diesem Spektrophotometer wird zum Ausgleich der Intensitäten der zu vergleichenden Spektren anstatt der bis jetzt benutzten Erscheinungen der Polarisation oder der „Katzenaugenanordnung" die Absorption benutzt. Vor dem Spalt eines Spektroskops sind, an gegenüberliegenden Seiten gehalten, zwei Prismen aus Rauchglas angebracht, welche von den zwei Strahlenbündeln, die die zu vergleichenden Spektren hervorbringen sollen, durchsetzt werden. Man macht die Intensitäten der zwei beobachteten Spektren dadurch gleich, daß man die Dicke jedes Prismas passend reguliert.

(Eingegangen 22. April 1910.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Marburg Dr. Friedrich Flade für Chemie, an der Universität Breslau Dr. Otto Gaebel für pharmazeutische Chemie.

Neuer Lehrauftrag: Ingenieur A. Baumann von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin für Luftschiffahrt, Flugtechnik und Kraftfahrzeuge an der Technischen Hochschule in Stuttgart.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Hartwig Franzen, dem Hilfslehrer für Mathematik an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Eugen Stübler und dem Chemiker Dr. Wilhelm Michaelis in Charlottenburg der Titel Professor, dem a. o. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Göttingen Dr. Karl Polstorff der Titel Geh. Regierungsrat.

Berufen: Der Dozent an der Stanford-Universität in Berkeley Dr. W. G. Bateman zum ord. Professor für Chemie an der Universität Tientsin.

Gestorben: Der Assistant Professor für Chemie an der Harvard-Universität in Cambridge Henry Aug. Torrey.

Gesuche.

Junger akademisch gebildeter Ingenieur

mit speziellen Kenntnissen in der Physik wird **gesucht.** Gefl. Offerten mit Lebenslauf und Gehaltsanspruch unter **S. H. # 319** an die Expedition dieses Blattes.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

3852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

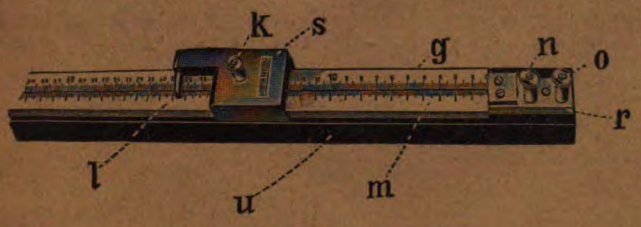
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 10. 15. Mai 1910. No. 320. 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezialkatalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer . . . . . M. 60.—
Ablesefernrohr mit Skala . . . . . M. 40.—
Gleitdraht (Stromkompensator [siehe Figur]) . . . . . **M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm . M. 32.—

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von B. G. Teubner in Leipzig, betreffend: Brion, Leitfaden zum elektrotechnischen Praktikum, und einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von S. Hirzel in Leipzig, betreffend: Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik.

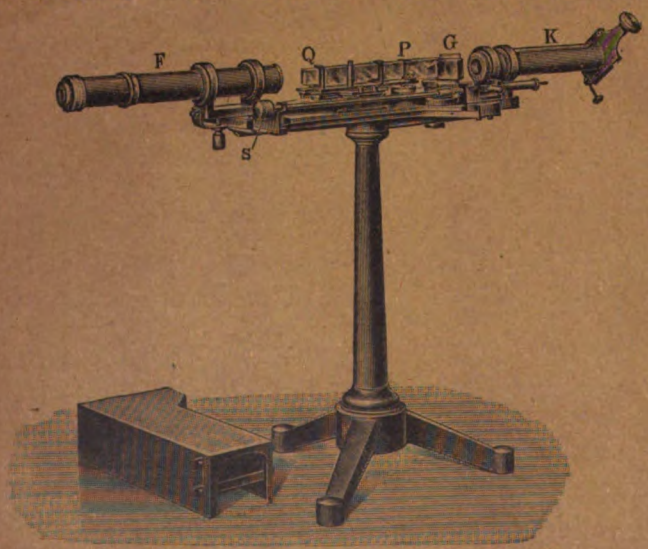
Digitized by Google

REGISTER:

(B. = Besprechung.)

	Seite
Abegg, Richard, v. Th. Des Coudres	425
Apparate: — für Schülerübungen. Katalog der Firma E. Leybolds Nachflg., Köln. (B.)	480
Besselsche Funktionen: Die Theorie der —, v. P. Schafheitlin. (B.)	479
Brooks, K. P., Elektrischer Widerstand von Metallgemischen und Legierungen	471
Brownsche Bewegung: — und Molekulargrößen, v. J. Perrin	461
Brownsche Rotationsbewegung: Die —, v. J. Perrin	470
Des Coudres, Th., Richard Abegg	425
Diskontinuierliche Emissionsspektra: Über einen besonderen Typus — fester Körper, v. E. Goldstein	430
Dispersion: Über die — im elektrischen Spektrum des Petroleums, v. N. Obolensky	433
Elektrische Leitfähigkeit: Über die — der Legierungen und ihrer Temperaturkoeffizienten, v. W. Guertler. III.	476
Elektrischer Widerstand: — von Metallgemischen und Legierungen, v. K. P. Brooks	471
Elektrodynamisches Telephon: Ein einfaches —, v. M. Reinganum	460
Elektromagnetische Mechanik: Zur —, v. G. Nordström	440
Emissionsspektra: Über einen besonderen Typus diskontinuierlicher — fester Körper, v. E. Goldstein	430
Goldstein, E., Über einen besonderen Typus diskontinuierlicher Emissionsspektra fester Körper	430
Guertler, W., Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihrer Temperaturkoeffizienten. III.	476
Hevesy, G. v. u. E. Wolff, Über das Silber-Nickel-Thermoelement	473
Kolorimetrie: — und quantitative Spektralanalyse in ihrer Anwendung in der Chemie, v. G. u. H. Krüß. (B.)	479
Krüß, G. u. H., Kolorimetrie und quantitative Spektralanalyse in ihrer Anwendung in der Chemie. (B.)	479
Legierungen: Über die elektrische Leitfähigkeit der — und ihrer Temperaturkoeffizienten, v. W. Guertler. III.	476
— Elektrischer Widerstand von Metallgemischen und —, v. K. P. Brooks	471
Leitfähigkeit: Über die elektrische — der Legierungen und ihrer Temperaturkoeffizienten, v. W. Guertler. III.	476
Leybolds Nachflg., E., Apparate für Schülerübungen. Katalog. (B.)	480
Martienssen, O., Über neue Resonanzerscheinungen in Wechselstromkreisen	448
Mechanik: Zur elektromagnetischen —, v. G. Nordström	440
Metallgemische: Elektrischer Widerstand von — und Legierungen, v. K. P. Brooks	471
Molekulargrößen: Brownsche Bewegung und —, v. J. Perrin	461
Nickel-Thermoelement: Über das Silber- —, v. G. v. Hevesy u. E. Wolff	473
Nordström, G., Zur elektromagnetischen Mechanik	440
Obolensky, N., Über die Dispersion im elektrischen Spektrum des Petroleums	433
Oosting, H. J., Einleitung in die technische Thermodynamik. (B.)	479
Perrin, J., Brownsche Bewegung und Molekulargrößen	461
— Die Brownsche Rotationsbewegung	470
Petroleum: Über die Dispersion im elektrischen Spektrum des —, v. N. Obolensky	433
Reinganum, M., Ein einfaches elektrodynamisches Telephon	460
Resonanzerscheinungen: Über neue — in Wechselstromkreisen, v. O. Martienssen	448
Rotationsbewegung: Die Brownsche —, v. J. Perrin	470
Schafheitlin, P., Die Theorie der Besselschen Funktionen. (B.)	479
Schülerübungen: Apparate für —. Katalog der Firma E. Leybolds Nachflg., Köln. (B.)	480
Silber-Nickel-Thermoelement: Über das —, v. G. v. Hevesy u. E. Wolff	473
Spannungsmesser: Absoluter — für Spannungen von 10000 bis 180000 Volt, v. A. Tschernyscheff.	445
Spektralanalyse: Kolorimetrie und quantitative — in ihrer Anwendung in der Chemie, v. G. u. H. Krüß. (B.)	479
Spektrum: Über die Dispersion im elektrischen — des Petroleums, v. N. Obolensky	433
Telephon: Ein einfaches elektrodynamisches —, v. M. Reinganum	460
Temperaturkoeffizienten: Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihrer —, v. W. Guertler. III.	476
Thermodynamik: Einleitung in die technische —, v. H. J. Oosting. (B.)	479
Thermoelement: Über das Silber-Nickel- —, v. G. v. Hevesy u. E. Wolff	473
Tschernyscheff, A., Absoluter Spannungsmesser für Spannungen von 10000 bis 180000 Volt	445
Wechselstromkreise: Über neue Resonanzerscheinungen in —, v. O. Martienssen	448
Wolff, E. u. G. v. Hevesy, Über das Silber-Nickel-Thermoelement	473

Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42, Prinzessinnenstrasse 16.



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. 15. Mai 1910. Redaktionsschluß für No. 11 am 23. Mai 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Richard Abegg. S. 425.

Originalmitteilungen:

E. Goldstein, Über einen besonderen Typus diskontinuierlicher Emissionsspektra fester Körper. S. 430.

N. Obolensky, Über die Dispersion im elektrischen Spektrum des Petroleums. S. 433.

G. Nordström, Zur elektromagnetischen Mechanik. S. 440.

A. Tschernyscheff, Absoluter Spannungsmesser für Spannungen von 10000 bis 180000 Volt. S. 445.

O. Martienssen, Über neue Resonanzerscheinungen in Wechselstromkreisen. S. 448.

M. Reinganum, Ein einfaches elektrodynamisches Telephon. S. 460.

J. Perrin, Brownsche Bewegung und Molekulargrößen. S. 461.

J. Perrin, Die Brownsche Rotationsbewegung. S. 470.

K. P. Brooks, Elektrischer Widerstand von Metallgemischen und Legierungen. S. 471.

G. v. Hevesy u. E. Wolff, Über das Silber-Nickel-Thermoelement. S. 473.

W. Guertler, Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten. III. S. 476.

Besprechungen:

P. Schafheitlin, Die Theorie der Besselschen Funktion. S. 479.

H. J. Oosting, Einleitung in die technische Thermodynamik. S. 479.

G. u. H. Krüß, Kolorimetrie und quantitative Spektralanalyse. S. 479.

E. Leybolds Nachflg. (Cöln a. Rh.), Apparate für Schülerübungen. S. 480.

Preisausschreiben. S. 480.

Tagesereignisse. S. 480.

Personalien. S. 480.

Gesuche. S. 480.

Richard Abegg.

Durch eines der schweren Ballonunglücke, welche in den letzten Wochen die deutsche Luftschiffahrt getroffen haben, ist der Chemie einer ihrer hervorragendsten und hoffnungsvollsten physikalischen Anorganiker entrissen worden: Richard Abegg.

Auch die Physiker trauern, und die Physikalische Zeitschrift verliert in ihm einen der getreuen alten Göttinger, welche bei der Gründung Pate gestanden haben, obwohl sich noch gewichtige Autoritäten gegen Zweckmäßigkeit und Lebensfähigkeit des neuen Unternehmens aussprachen. An der ersten Nummer ist Abegg sozusagen als Mitredakteur erheblich tätig gewesen und nach ihrem Erscheinen scherzte er wohl gelegentlich, daß er in der Liste der ständigen Mitarbeiter auf dem Titel wieder einmal, wie so oft, nach dem Alphabet an erste Stelle gekommen sei. Nun führt er auch den Zug des Todes an.

Als Abegg, vom Rufe und der Persönlichkeit Nernsts angezogen, nach Göttingen kam, um sich 1894 dort zu habilitieren, da hatte er reiche Lehr- und Wanderjahre hinter sich. Am 9. Januar 1869 als Sohn eines alten Juristengeschlechtes in Danzig geboren, studierte er nach seiner in Berlin absolvierten Schulzeit ebendort, in Tübingen, Kiel und dann wieder in Berlin, und promovierte 1891 in Berlin auf eine Dissertation „Über das Chrysen und seine Derivate“ ein ihm von A. W. v. Hofmann gestelltes Thema. Es gelang ihm durch Reduktion von Mononitrochrysen mittels Jodwasserstoffsäure zum ersten Male Amidochrysen darzustellen, sowie weiter eine Reihe verwickelterer neuer Derivate, zu deren einfacher Nomenklatur er für den Rest $C_{18}H_{11}$ den Namen Chrysyl vorschlug.

Es war die Zeit des Aufblühens der physikalischen Chemie und Abegg ging, um an ersten Quellen zu schöpfen, nach Leipzig und nach Stockholm. Aus Stockholm ist 1892 seine zweite Publikation datiert. In engem Anschlusse an eine Arbeit von Arrhenius ermittelte Abegg die Diffusionskoeffizienten von Ammoniak und von Essigsäure in einfach normalen Lösungen einer großen Anzahl von Salzen gegenüber den Diffusionskoeffizienten in Wasser. Bei Ostwald und Arrhenius führte er auch die aktuellen Gefrierversuche von Lösungen in Wasser, Benzol und Eisessig bei sehr verschiedenen Konzentrationen aus, die den theoretischen Erörterungen seiner Habilitationsschrift „Studien über Gefrierpunkte konzentrierter Lösungen“ als Grundlage dienten. Es handelt sich besonders um die Beziehungen zwischen Konzentration und osmotischer Arbeit.

Zur Charakterisierung des damaligen wissenschaftlichen Lebens in Göttingen auf dem Gebiete der exakten Wissenschaften mag die Tatsache dienen, daß ein Privatdozent, der über neue Forschungen vortrug, in seinem Kolleg während des ganzen Semesters eine erste Bank von Geheimräten haben konnte. Wer überdies wie Abegg bei Gründung des Institutes für physikalische Chemie im Jahre 1895 beteiligt war und auch noch die Erfindung des elektrolytischen Glühlichtes in diesem Institute mit erlebt hat, dem steht jene Zeit in einigermaßen idealem Andenken. Und bei Abegg hat sie besonders gute Frucht getragen. Nernst besaß wunderbar die Gabe, was ihm von meist älteren Praktikanten aus aller Herren Ländern zuströmte, zu einem harmonischen Institutsbetriebe zusammenzufügen, daß jeder von jedem lernte, und

Digitized by Google

daß der Gedanken- und Erfahrungsaustausch die Mitglieder auch menschlich einander nahe brachte. Durch den internationalen Charakter der Wirkungsstätte fand dabei die schon in Abeggs Natur liegende kosmopolitisch weltmännische Ader ihre Nahrung.

Ferner fällt in Abeggs Göttinger Jahre die Gründung des eigenen Hausstandes, der vom ersten Tage an gegen Freunde und Bekannte die ungezwungene und unbegrenzte Gastlichkeit übte, welche die junge Frau von der elterlichen Familie her gewohnt war.

Abeggs Göttinger Hauptpublikationen lassen mehr oder minder den Einfluß seines Lehrers und Freundes Nernst erkennen. Eine direkt gemeinsame Arbeit ist die fundamentale theoretische wie experimentelle Untersuchung über das Problem, wie der Einfluß des äußeren Bades einerseits und die vom Rührer erzeugte Wärme andererseits bei Gefrierpunktsbestimmungen mitwirken und in Rechnung gesetzt werden müssen. Abegg verfeinerte die Methode dann weiter und seine „Gefrierpunktserniedrigungen sehr verdünnter Lösungen" (1896) dürften an Genauigkeit bis heute kaum übertroffen sein. 1898 gibt er in Wiedemanns Annalen eine zeitgemäße kritische Zusammenfassung „Über die an verdünnten Lösungen ausgeführten Gefrierpunktsbestimmungen und ihre Beziehungen zu den Theorien der Lösungen".

Eine zweite Reihe von Untersuchungen beschäftigt sich mit dem Verhalten der Dielektrizitätskonstanten organischer Körper bei tiefen Temperaturen und mit der des Eises. Die abschließenden, in das Jahr 1899 fallenden Messungen führte er gemeinsam mit W. Seitz aus. Von den interessanten Ergebnissen dieser Arbeiten sei nur an das eine erinnert, daß bei dem für das Auge stetigen Übergang der Alkohole aus dem flüssigen in den glasig festen Zustand die entsprechend den tiefen Temperaturen sehr hohen Dielektrizitätskonstanten diskontinuierlich auf kleine Werte fallen, während amorph und kristallinisch fester Zustand sich dielektrisch nicht merklich unterscheiden, ebensowenig *p*-Azoxyanisol als homogene und als kristallinische Flüssigkeit.

In naher Beziehung zu den genannten Arbeiten stehen solche über den Einfluß von tiefen Temperaturen auf die Polarisationskapazität bei elektrolytisch leitenden Kondensatoren.

Der Vorbereitung auf das Kolleg verdankt der kleine Apparat seine Entstehung, durch die das Ludwigsche Phänomen der Diffusion eines Salzes von warmen zu kalten Lösungsstellen und das schließliche Auskristallisieren in kalten Lösungsgebieten im Verlaufe einer halben Stunde als Vorlesungsversuch gezeigt werden kann.

Auch über die Entstehungsweise besonders schöner Kristalle aus bewegter Mutterlauge gibt Abegg gelegentlich eine einfache Erklärung.

Mittels höchst sinnreich kombinierter Experimente wird in einer Arbeit ganz anderen Charakters nachgewiesen, daß die Färbung der Alkalihaloide durch Kathodenstrahlen nicht auf chemische Veränderungen zurückgeführt werden kann. Noch mehr tritt der Physiker Abegg hinter dem Chemiker Abegg zurück bei der Publikation über Säure- und Alkali-Stabilität stereoisomerer Oxime und bei der Publikation über die Bedingungen, welche elektrolytisches Leitvermögen reiner Substanzen begünstigen und welche bei geschmolzenen Salzen am besten erfüllt scheinen.

Zur Behandlung eines rein physikalischen Problems dagegen war Abegg durch Beobachtungen auf einer Reise nach Indien im Winter 1896 auf 1897 angeregt worden: der Ursache der Farbe der Meere und der Seen. Entgegen den Anschauungen Springs vertritt er die „Doppeltheorie", daß sowohl die von Bunsen gefundene selektive Absorption des Wassers als die von Sorrel in Analogie zu Tyndalls Erklärung des Himmelblaus angenommene Beugung an sehr kleinen reflektierenden Teilchen mitwirken, er gibt Rechengrundlagen zu quantitativer Ermittelung beider Anteile und weist für die blauen Gebirgsseen darauf hin, daß nach Bodländer gelöste Elektrolyte wie Kalksalze schon in äußerst geringen Mengen sedimentierend wirken.

Eine andere Frucht der Reise waren die flott und humorvoll geschriebenen „Photographischen Erfahrungen in den Tropen", besonders über Entwicklung und Wässerung. Abegg vertrat die Photographie in Göttingen auch im Unterricht. Zur Kennzeichnung der Vielseitigkeit seiner Interessen auf diesem Gebiete können als Publikationen noch genannt werden: Der Beitrag zur Kenntnis des Uranverstärkers, das Plaidoyer für kurze Brennweiten und für Diopterrahmensucher, die Kritik der Sternblende und des Rauchglaskompensators.

Als Anerkennung seiner Lehrerfolge hatte Abegg 1898 den Titel Professor erhalten und übernahm im selbigen Jahre eine Assistentenstelle im Nernstschen Institute. Aber schon 1899 folgte er einem Rufe als außerordentlicher Professor an die Universität Breslau, wo er bis Herbst 1909 als Abteilungsvorsteher in dem von Ladenburg geleiteten chemischen Institute tätig gewesen ist.

Zum Wertvollsten, was er in den neuen Wirkungskreis mitnahm, gehören Erwägungen und Ideen allgemeiner Natur, in denen er mit Bodländer zusammengetroffen war. Das Er-

Digitized by Google

gebnis der in Breslau fortgesetzten gemeinsamen theoretischen Arbeit beider Forscher ist in der noch 1899 erschienenen Abhandlung „Die Elektroaffinität, ein neues Prinzip der chemischen Systematik" niedergelegt. Auf Grund des Nachweises von Beziehungen zwischen Zersetzungsspannung zwischen Löslichkeit, Dissoziationsgrad und der Fähigkeit, Komplexe zu bilden, wird die als chemische Affinität der Stoffe zum +- und —-Elektron aufgefaßte „wahre Ionisierungstendenz" oder „Elektroaffinität" zu einer einheitlichen Klassifikation der einfachen und der sogenannten komplexen anorganischen Verbindungen verwandt. Bodländer hat in den wenigen Jahren, die er noch wirken durfte, den Gegenstand nicht weiter verfolgt. Vielleicht, daß ihn der von gewichtiger Seite erhobene Einwand entmutigte, daß die der Definition der Elektroaffinität entsprechende Größe sich einwandfreier Messung entzieht. Aber das wirklich Neue tritt nur selten gleich zuerst in klarer widerspruchsloser Gestalt auf. Gäbe es nicht phantasiereiche optimistische Naturen, die sich von einer gewissen Unbestimmtheit nicht schrecken lassen, so würde mancher Fortschritt der Erkenntnis unheilvoll verzögert werden. Abegg baute weiter. Hatte er schon in seiner Breslauer Antrittsvorlesung über „Das Verhältnis von anorganischer und organischer Chemie aus physikalisch-chemischen Gesichtspunkten" auf noch lebensfähige Begriffe der alten elektrochemischen Theorie von Berzelius hingewiesen, so steckte er sich als eignes Ziel durch eine neue elektrische Theorie der Valenz den mannigfaltigen heute bekannten Tatsachen gerecht zu werden. Der Physiker kann die chemischen Gedankengänge über Verschiedenheit der Valenz eines Elementes, je nachdem es den elektropositiven oder den elektronegativen Bestandteil einer Verbindung bildet, nicht nachgehen. Bemerkenswert muß es ihm dagegen erscheinen, wenn J. J. Thomson von physikalischer Seite her also auf ganz anderem Wege zu Anschauungen über die polare Natur der Valenz gelangt, die sich mit denen Abeggs fast völlig decken. Besonders interessant, ja fast verblüffend, ist es beispielsweise, die beiden folgenden Schemata miteinander zu vergleichen:

I.

Gruppe	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Normalvalenzen	+0	+1	+2	+3		−3	−2	−1	−0
Kontravalenzen	(−8)	(−7)	(−6)	(−5)	+4	+5	+6	+7	+8

II.

Korpuskeln	59	60	61	62	63	64	65	66	67
Valenz	+0	+1	+2	+3	+4	−3	−2	−1	−0
	−8	−7	−6	−5	−4	+5	+6	+7	+8
	elektropositiv					elektronegativ			

Das erste Schema findet sich in der Publikation Abeggs „Die Valenz und das periodische System" aus dem Jahre 1904. Es veranschaulicht den Kernpunkt der Abeggschen Theorie der Elektrovalenzen: Jedes Element besitzt im ganzen 8 Valenzen, die teils positiv, teils negativ sind. Die Zahl der positiven Valenzen entspricht der Gruppennummer im periodischen System. Ob ein Element seine positiven oder negativen Elektrovalenzen betätigt, hängt von der polaren Natur seiner Verbindungsgenossen ab. Diejenigen Valenzen jedes Elements, die an Zahl die geringeren sind, nennt Abegg Normalvalenzen, da sie an Stärke überwiegen, die an Zahl größeren, aber schwächeren entgegengesetzter Polarität nennt er Kontravalenzen. Das andere Schema ist J. J. Thomsons Buch über „Die Korpuskulartheorie der Materie" von 1907 entnommen und bezieht sich auf folgendes Atommodell: Im Inneren einer Kugel von positiver homogener Volumdichte befindet sich eine größere Zahl von Elektronen. Bei passender Annahme über die von der positiven Elektrizität auf die negativen Korpuskeln ausgeübte Kraft kann die Stabilität der in einer Ebene nach konzentrischen Ringen erfolgenden Gleichgewichtsanordnungen berechnet werden. Positive oder negative Valenzen bestimmter Zahl bedeuten die Eigenschaft der betreffenden Anordnung infolge von störenden Einflüssen äußerer Kräfte, diese Zahlen von Elektronen abgeben oder aufnehmen zu können. Bei den Zahlen des Schemas sind im äußeren Ringe willkürlich 20 Korpuskeln angenommen. Die Übereinstimmung der Zahl 8 als Valenzsumme ist also ein Zufall. Die Analogie sonstiger Züge des Bildes mit Abeggs Vorstellungen kann als mehr gelten.

Für Abegg selbst aber hatte seine Theorie vor allem den Wert einer befruchtenden glücklichen Arbeitshypothese, die zu experimentellen Untersuchungen anregte, bei denen die physikalisch-chemischen Methoden auf alle Art Probleme der anorganisch-chemischen Forschung angewandt wurden. In der Tat, wenn man den vor einem liegenden hohen Stoß, der an die 90 Separata Abeggs und seiner Schüler aus dem Breslauer Jahrzehnt durchblättert, und als Physiker kann man vielfach nur durchblättern, da sich der chemische Inhalt der meisten Arbeiten physikalischem Verständnisse entzieht, so wird man überrascht von dem Zuge der Größe und Einheitlichkeit

Digitized by Google

in diesem Stücke Lebenswerk. Die Namen der Autoren, auf die wir in diesen Arbeiten stoßen, legen Zeugnis ab, eine wie große Zahl Praktikanten und Doktoranden Abegg von nah und fern nach der schlesischen Universität zu ziehen und dort zu halten verstanden hat. Die humoristische Weihnachtszeitung des Laboratoriums konstatiert 1905 bereits eine starke Verschiebung des Gleichgewichts nach seiten der Ausländer. In der Sorge für das Wohl und die Akklimatisierung dieser fand Abegg stets besonders wirksame Hilfe bei seiner Frau.

Schule zu machen in dem Umfange, wie es Abegg tat, ist für einen Extraordinarius ohne eigenes Institut eine ungewöhnliche Leistung. Zwar erfreute sich Abegg von seiten des Institutsdirektors aller wohlwollenden Unterstützung und dankenswerter Selbständigkeit. Andererseits aber konnte ein Forscher, der den zweiten Hauptsatz so gering bewertet, daß er in seinem Kasseler Bekenntnisvortrage unter Gesetzen von nicht ganz allgemeiner Bedeutung das Carnot-Clausiussche Gesetz über die Verwandlung von Wärme in Arbeit zwischen dem Faradayschen Gesetze der Elektrolyse, und zwischen dem Reflexionsgesetz der Lichtstrahlen anführt, mit dem besten Willen den Leistungen Abeggs und seiner Schüler nicht voll gerecht werden. In kritischer Lage scheint Abegg übrigens gewesen zu sein, als Geheimrat Ladenburg sich zur Ruhe gesetzt hatte. Wenigstens fragte er im Sommer 1909 in einem Leipziger Institute brieflich an, ob er im Notfalle mit sechs Schülern für ein Semester dort Unterkommen finden könne.

Aber noch in anderer Weise, als durch die experimentellen Leistungen seines Laboratoriums hat sich Abegg nach dem Urteile der Fachgenossen um „die Durchführung der neueren Erkenntnisse für das Gesamtgebiet der anorganischen Chemie" verdient gemacht und bahnbrechend gewirkt. Durch sein von S. Hirzel in Leipzig verlegtes Handbuch, „in dem zum ersten Male das gesamte Material der anorganischen Chemie im Lichte der heutigen theoretischen Ideen zur Darstellung gelangt". Auch hier gehen die Anfänge auf Bodländer zurück. Mit diesem hatte die Verlagsbuchhandlung im Sommer 1899 einen Vertrag über Herausgabe eines Handbuches abgeschlossen, für dessen Umfang acht kleine Bändchen zu je 10—12 Druckbogen in Aussicht genommen waren. Bodländer nahm dann 1900 seinen Freund Abegg als Mitherausgeber an und mußte nach Gewinnung eines Stabes erlesener Mitarbeiter noch im Stadium der Vorarbeiten wegen anderweitiger Pflichten ganz zurücktreten. Aus den acht kleinen Bändchen hat sich dank Abeggs Energie das dickbändige Werk entwickelt, von dem die jetzt erschienene Hälfte schon 240 Bogen umfaßt. Nur die Erkämpfung dieses sachgemäßen Umfanges hat bewirkt, daß man heute wohl an den meisten physikalischen Arbeitsstätten die anorganischen Stoffe in zwei Klassen einteilt: die einen sind schon im Abegg erschienen, und über sie ist man sicher, alles zu finden, was über sie bekannt ist, die anderen sind dort noch nicht erschienen, und von ihnen geben die Chemiebücher sicher das nicht an, was der Physiker gerade sucht. Die Durcharbeitung der Handbuchbeiträge hat Abegg übrigens immer mehr in der Ansicht bestärkt, die auch die meisten Physiker teilen werden, daß es nicht mehr zeitgemäß sein dürfte, die chemischen Ordinariate an Universitäten, wo nur ein solches besteht, ausnahmslos mit Organikern zu besetzen.

Von Abeggs Leistungen auf dem Gebiete der Chemie können weiter verzeichnet werden: die Übersetzung der Untersuchungen über die chemischen Affinitäten von Guldberg und Waage; eine Anleitung zur Berechnung volumetrischer Analysen; das mit W. Herz auf physikalisch-chemischer Grundlage aufgebaute „Chemische Praktikum", das alsbald ins Englische und Russische übersetzt wurde und nach 4 Jahren eine zweite Auflage erfuhr; in Gemeinschaft seines Schülers Sackur in der Sammlung Göschen veröffentlichte „Physikalisch-chemische Rechenaufgaben"; seit 1901 redigierte Abegg die Zeitschrift für Elektrochemie und schrieb darin gelegentlich feinsinnige Referate oder berichtete anschaulich über gelehrte Versammlungen.

Den Physiker interessieren aus der erheblichen Zahl Abeggscher Einzelarbeiten, die Göttinger Fragestellungen weiter verfolgen, seine Studien über Theorie der photographischen Entwicklung und die Natur des latenten Bildes. Bemerkenswert ist ihm auch Abeggs Hinweis, daß der Temperatureinfluß auf die Entwicklungsgeschwindigkeit animalischen Lebens für eine Reihe kaltblütiger Tiere nicht schlecht mit dem für die verschiedensten chemischen Prozesse nahezu gleichen Temperaturkoeffizienten der Reaktionsgeschwindigkeit übereinstimmt.

Es wäre zu wenig gesagt, wenn man von der Vielseitigkeit der naturwissenschaftlichen Interessen Richard Abeggs sprechen wollte, vielmehr betrachtete Abegg direkt alle Vorgänge und alles Erleben von naturwissenschaftlich exaktem Standpunkte aus und suchte auch das Handeln des Alltaglebens möglichst von rationeller Technik beherrschen zu lassen. Vielleicht bringen dem, der Abegg nicht persönlich gekannt hat, ein paar Einzelbeispiele die

Digitized by Google

Folgerichtigkeit dieser Seite seines Wesens näher. Abeggs ständiger Begleiter war der Rechenschieber. Er, der chemische Fachmann, wählte als Vortragsthema in der Schlesischen Gesellschaft für vaterländische Kultur die mechanischen Rechenhilfsmittel nach logarithmischem Prinzipe. — Daß er nie Interesse für Geschichte gehabt habe, schreibt er beachtenswerterweise in einem Briefe, der weiterhin von „Bewunderung der Pracht alter großer Zeiten in Pisa und Florenz" erfüllt ist. — In der „Flamme", dem Organ der Vereine für Feuerbestattung, spricht sich Abegg gegen die Beisetzung von Aschenresten aus. Wir lesen dort: „Mir selbst würde es jedenfalls kein besonders willkommener Gedanke sein, wenn der doch unaufhaltsame Verteilungsprozeß der stofflichen Überbleibsel meines Körpers durch eine Urne künstlich verzögert wird, die doch nicht ewig stehen bleibt, sondern früher oder später pietätlosen Händen anheimfällt". — Als Abegg durch Vorführungen im Freundeskreise die hypnotische Zurückversetzung in frühere Zeiten kennen gelernt hatte, da dachte er allen Ernstes daran, diese Erscheinung zum Niederschreiben von Erinnerungen an eine mehrere Jahre zurückliegende Reise nach Lappland auszunutzen. Doch dürfte der später im Kirner Anzeiger erschienene unterhaltsame Bericht schließlich ohne das originelle technische Hilfsmittel zu Papier gebracht worden sein —. Bei Abeggs eifrigem Betriebe von Ballonfahrten und seiner Gründung des Schlesischen Vereins für Luftschiffahrt wirkten wissenschaftlich physikalische Interessen stark mit. Die ersten Fragen in der Abegg-Sackurschen Aufgabensammlung beziehen sich auf Luftballons. In Bescheidenheit hat Abegg öfters geäußert, vielleicht könne er durch Förderung der Luftschiffahrt der Menschheit mehr nützen als mit der Chemie. Er teilte die verbreitete Ansicht, daß eine in genügend großer Höhe gerissene Ballonhülle durch Fallschirmwirkung einen gefahrdrohend beschleunigten Absturz des Korbes hindere. Bei dem Unglücke, dem er am vierten April in der Nähe von Köslin zum Opfer fiel, hat die Ansicht keine Bestätigung gefunden. Sollten darauf hin systematisch unternommene Fallversuche mit unbemannten Ballons zu Vorrichtungen führen, die vor solchen Katastrophen schützen, so würde eine Seite der Abeggschen Äußerung in anderem Sinne erfüllt werden, als sie vermutlich gemeint war.

Von allen Seiten wird als Abeggs hervorragendste Eigenschaft seine ganz erstaunliche Leistungsfähigkeit gerühmt. Sie stand scheinbar in gewissem Gegensatze zu einer fast bedächtig ruhigen Art zu sprechen, einem liebenswürdigen und humorvollen Sichgeben, das immer und für jeden Zeit hatte. Ohne ungewöhnliche Raschheit des Urteils und gewandte leichte Feder ist ein Lebenswerk wie das Abeggs natürlich nicht zu leisten. Dazu kam bei ihm aber eine Gesundheit, die jeweils einen 24stündigen Arbeitstag einzuschalten erlaubte, und außerdem eine seltene Praxis peinlichster Ordnung in wissenschaftlichen wie bürgerlichen Dingen, äußerlich unterstützt durch alle Art Registratoren, innerlich durch ein vorzügliches Gedächtnis. Abegg gehörte zu den wenigen Menschen, die nichts auf morgen verschieben, was heute getan werden kann. Ja er wartete mit nichts bis halb acht Uhr, was sich um sieben hätte erledigen lassen.

1900 hatte Abegg einen Ruf nach Kristiania als Nachfolger Waages abgelehnt und bekam dafür in Breslau einen Assistenten bewilligt. Später ernannte ihn die Gesellschaft der Wissenschaften in Kristiania zum Mitgliede. 1907 erhielt er eine offizielle Einladung zur British Association nach Leicester, um in der Diskussion über Valenz zu sprechen. 1909 wurde er zum Ordinarius an der neu zu gründenden Hochschule in Breslau ernannt und zum Direktor des Instituts für physikalische Chemie, dessen Einrichtung er schon vorher mit ganzer Hingabe begonnen hatte und dessen Eröffnung er nicht mehr erleben sollte.

Bei der Einäscherungsfeierlichkeit in Hamburg sprachen außer dem Geistlichen: Prof. Askenasy-Karlsruhe im Namen der Deutschen Bunsengesellschaft, Prof. Cohen-Utrecht und Prof. Marie-Paris im Namen des Komitees und des Ausschusses der Tables annuelles physico-chimiques, zu deren Mitglied Abegg gewählt war, Dr. med. Kunike-Breslau als Vertreter des Schlesischen Vereins für Luftschiffahrt und Dr. med. Julius Schmid-Charlottenburg für die Verbindung „Igel", der Abegg in Tübingen angehört hatte. Cohen betonte, wie Abegg sich immer als the right man on the right place bewährt habe, wo immer er auf wissenschaftlichem Gebiete tätig gewesen sei.

Eine große Zahl hervorragender Männer verschiedenster Berufskreise erläßt den Aufruf zu einer Stipendienstiftung, die den Namen Richard Abegg an der Technischen Hochschule und an der Universität Breslau dauernd fortleben lassen soll.

Ich glaube nicht, daß es in Abeggs Sinn wäre, wenn diesen biographischen Notizen noch Worte darüber hinzugefügt würden, was Familie, was Freunde, Schüler und Angestellte menschlich an ihm gehabt und an ihm verloren haben. Wem Richard Abegg Freund war, dem war er wirklich Freund.

Th. Des Coudres.

Digitized by Google

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einen besondern Typus diskontinuierlicher Emissionsspektra fester Körper[1]).

Von E. Goldstein.

Wie ich bereits bei anderer Gelegenheit mitteilte[2]), können feste oder durch Abkühlung zum Erstarren gebrachte flüssige aromatische Verbindungen bei tiefen Temperaturen unter dem Einfluß der Kathodenstrahlen im allgemeinen drei ganz verschiedene Leuchtspektra zeigen. Die drei Spektra derselben Substanz bezeichne ich als Vorspektrum, Hauptspektrum und Lösungsspektrum. Sie beginnen sämtlich im tiefen Rot. Die Hauptspektra brechen im sichtbaren Teil spätestens bei λ 460 ab, die beiden anderen Spektra sind daselbst länger. Über die ultravioletten Anteile soll besonders berichtet werden.

Das Vorspektrum ist am hellsten in den ersten Augenblicken der Bestrahlung. Bei fortgesetzter Bestrahlung erblaßt es stark, und das für die einzelne Substanz besonders charakteristische Hauptspektrum[3]) tritt auf. Das Lösungsspektrum zeigt sich, wenn eine Substanz in anderen Medien gelöst und die Lösung (bzw. Schmelze) in erstarrtem Zustande bestrahlt wird. Sein Leuchten überdauert vielfach die erregende Bestrahlung in großer Helligkeit erhebliche Zeit. Die Hauptspektra erlöschen merklich zugleich mit der Bestrahlung.

Sehr charakteristische, von dem Vorspektrum und dem Hauptspektrum der Substanz ganz verschiedene diskontinuierliche Lösungsspektra erhält man von zwei- und mehrkernigen, besonders von „kondensierten" aromatischen Substanzen (Naphthalin-, Chinolin-, Anthrazengruppe usw.). Beispiele von Lösungsspektren habe ich in dem zitierten Vortrag angeführt. Als Lösungsmittel eignen sich u. a. besonders Chlorbenzol, benzoesaures Methyl, Toluol, die Xylole, Pyridin, Anilin usw., weniger gut Körper der Fettreihe, z. B. Äthylalkohol, Äther, Chloroform, Tetrachlorkohlenstoff. Den Lösungsspektren entspricht verschiedenfarbige Gesamtemission der gemischten Substanzen, Grün, Grüngelb, Blau usw. Die Lösungsspektra selbst haben sehr verschiedenen Habitus, und die Verteilung ihrer Einzelbanden zeigt vielfach keine erkennbare Regelmäßigkeit.

Bisweilen erscheinen Vorspektrum oder Lösungsspektrum einer Substanz kontinuierlich. In der einkernigen aromatischen Gruppe, also bei den unmittelbaren Derivaten des Benzols, sind die Vorspektra sehr häufig diskontinuierlich. Dabei tritt meist ein ganz bestimmter, aus sechs Bandengruppen bestehender Spektraltypus auf, der durch gleichartigen Bau der sechs Gruppen und ihre nahe gleichmäßige Verteilung über das sichtbare Spektrum den Eindruck besonderer Regelmäßigkeit macht. Jede der sechs Gruppen pflegt aus drei bis vier Banden von unter sich verschiedener Breite und Helligkeit zu bestehen, die aber nach Breite, Helligkeit und Abständen in jeder der sechs Gruppen in gleicher Weise wiederkehren. Solche Sechsgruppenspektra zeigen bei tiefen Temperaturen (Kühlung durch flüssige Luft) als Vorspektra z. B. die Metatoluylsäure, die Mesitylensäure[1]), Toluol, die Chlortoluole und viele andere Körper der einkernigen Gruppe. Dagegen erscheinen in der nämlichen Gruppe die Lösungsspektra kontinuierlich (z. B. bei Lösungen einkerniger Säuren und Aminobasen), oder sie stimmen in ihrem Bau mit den Hauptspektren ganz überein, wie z. B. die gelösten Kohlenwasserstoffe. Eine besondere Stellung nehmen in der Gruppe aber die Aldehyde und Ketone ein, worüber im folgenden eingehender berichtet werden soll.

Vorspektra vom Sechsgruppentypus, für jede Substanz in anderen Wellenlängen, besitzen u. a. auch die drei isomeren Dimethylbenzole (Metaxylol, Orthoxylol und Paraxylol). Sie leuchten in den ersten Augenblicken mit mildem blauen Licht, das zugehörige Sechsgruppenvorspektrum erblaßt aber wie das blaue Licht sehr schnell. Fügt man nun z. B. zu Paraxylol eine ganz geringe Menge Benzaldehyd, indem man etwa in 1 ccm Paraxylol ein kurzes Stück eines mit Benzaldehyd benetzten Glasfadens taucht, und bestrahlt die durch flüssige Luft erstarrte Masse, so ist durch den geringen Aldehydzusatz ihr Verhalten auffallend geändert. Die vorher nur mild leuchtende Substanz gibt jetzt äußerst intensives, bei geeigneter Mischung direkt blen-

1) Aus den Verh. d. D. Phys. Ges. vom 18. März 1910.

2) Vortrag vor der British Association in Winnipeg am 28. Aug. 1909, abgedruckt in Report of the British Association Meeting for 1909, Referat in dieser Zeitschr. **10**, 773, 1909.

3) Von den früher (Verh. d. D. Phys. Ges. **4**, 156, 185, 1904) von mir beschriebenen Spektren aromatischer Körper gehören zu den Hauptspektren z. B. die Spektra der Xylole, das Achtstreifenspektrum des Naphthalins, die Spektra der Methylnaphthaline, auch der übrigen Naphthalinderivate u. a. m.

1) Die nach Violett gekehrten Kanten der hellsten Bande in jeder der sechs Gruppen haben für Metatoluylsäure die Wellenlängen:

394—426—460—497—540—etwa 590;

für die Mesitylensäure sind die entsprechenden Wellenlängen:

400—435—470—510—545—etwa 590.

Für Orange und Rot sind die Messungen im prismatischen Spektrum natürlich am unsichersten.

Digitized by Google

dendes, blauweißes Licht aus. Das Spektrum hat ganz den Sechsgruppenhabitus, wie das Vorspektrum des Paraxylols, und auch seine Wellenlängen scheinen von denen des Paraxylols nur wenig abzuweichen. Jedoch dauert das Sechsgruppenspektrum jetzt sehr erheblich länger in großer Helligkeit an als das Vorspektrum des ungemischten Paraxylols.

Es sieht also zunächst aus, als wenn durch den kleinen Aldehydzusatz das Vorspektrum des Paraxylols selbst eine Änderung, hauptsächlich in seiner Helligkeit und Dauer, erlitten hätte.

Untersucht wurde nun, ob ein gleicher Effekt durch einen kleinen Benzaldehydzusatz auch bei anderen Substanzen hervorgerufen wird. Es ergab sich, daß die Erscheinung des grellen Weißblaulichtes mit einem Sechsgruppenspektrum durch den kleinen Aldehydzusatz auch veranlaßt wird bei vielen anderen aromatischen Kohlenwasserstoffen. Sie tritt zwar nicht bei dem Grundgliede der Reihe, dem Benzol auf, wohl aber bei seinen Homologen, z. B. bei Toluol (Methylbenzol), ferner außer bei Paraxylol auch bei Ortho- und Metaxylol, bei Mesitylen (Trimethylbenzol), bei Durol (Tetramethylbenzol), auch bei den durch Einführung der Äthyl- und Propylgruppe (statt des Methyls) substituierten Benzolhomologen usw. Der Effekt tritt nicht auf bei Aminobasen, Phenolen und Säuren. In großer Schönheit aber geben ihn die Ester der Säuren und der Phenole, z. B. Benzoesäuremethylester und Metakresolmethylester. Dabei treten vielfach schon erhebliche Abweichungen von den Wellenlängen der Vorspektra der ungemischten Substanzen auf. Nitroderivate (Nitrobenzol, Nitrotoluol) zeigen die Erscheinung nicht, dagegen viele mit ihnen analog gebaute Halogenderivate (z. B. Chlorbenzol, Brom-, Jod- und Fluorbenzol, auch die drei isomeren Chlortoluole usw.). Von den zuletzt genannten Substanzen zeigen die Chlortoluole schon für sich ein Sechsgruppenvorspektrum. Das Chlorbenzol aber gibt ungemischt ein kontinuierliches Vorspektrum. Dabei ist sein Leuchten ein sehr mattes, und noch matter ist das Licht, welches ungemischter Benzaldehyd aussendet. Trotzdem gibt aber die Mischung von Chlorbenzol mit ein wenig Benzaldehyd ebenfalls das blendend helle Leuchten mit einem typischen Sechsgruppenspektrum. Jede Gruppe enthält drei Banden von unter sich verschiedener Breite und Helligkeit, die aber in jeder der sechs Gruppen ganz analog wiederkehren. Die nach Violett gekehrten Kanten der hellsten Banden jeder Gruppe haben die Wellenlängen

400—432—466—503—548—etwa 610.—

Wie man an Stelle des Xylols nach dem Vorhergehenden eine ganze Reihe anderer Substanzen benutzen kann, so kann auch der Benzaldehyd mit gleichem Effekt durch andere Verbindungen ersetzt werden. Zunächst kann man eine Reihe der vorerwähnten Körper statt mit Benzaldehyd mit einem der drei isomeren Toluylaldehyde „impfen“. Die Toluylaldehyde haben die Formel $C_6H_4 \cdot CH_3 \cdot CHO$. Sie entstehen aus dem Benzaldehyd $C_6H_5 \cdot CHO$ also durch Einführung einer Methylgruppe in den eigentlichen Benzolkern an Stelle eines H-Atoms. Aber ebenso werden die Sechsgruppenspektra auch hervorgerufen durch die sog. Ketone, also Körper wie z. B. $C_6H_5 \cdot CO \cdot CH_3$, die durch Einführung einer Methyl-, Äthyl- usw. Gruppe nicht in den Benzolkern, sondern in die außerhalb desselben stehende „Seitenkette“ entstehen. — Das eben angeführte $C_6H_5 \cdot CO \cdot CH_3$ ist das Azetophenon. Das reine Azetophenon gibt in den Kathodenstrahlen helles weißgrünes Licht und hat einen Spektralhabitus, der (mit individuell verschiedenen Wellenlängen) auch bei einer Reihe anderer Ketone und ihnen im Bau nahestehenden Körpern wiederkehrt, nämlich eine Reihe von dicht aneinander anschließenden, von Rot bis ins Violett reichenden, beiderseits etwas verwaschen begrenzten Kannelierungen von gleichartigem Aussehen, welche viel breiter sind als die Kannelierungsstreifen in den Hauptspektren der Kohlenwasserstoffe (Benzol, Toluol, Xylole, Durol usw). Die nach Violett gekehrten Grenzen der Azetophenonstreifen haben die Wellenlängen:

435—450—463—480—500—515—532,

weiterhin bis ins Rot ist die Sonderung der einzelnen Kannelierungen für Messungen nicht bestimmt genug.

Setzt man nun zu Benzoesäuremethylester ein wenig Azetophenon, so erhält man wieder intensives blaues Licht und ein Spektrum, das weder mit dem Spektrum des Esters, noch mit dem Azetophenonspektrum irgendwelche Ähnlichkeit besitzt, sondern wieder die typische Sechsgruppenform zeigt. Die Wellenlängen für die Violettkanten der sechs Hauptmaxima sind:

414—444—450—520—568 etwa 610.

Substituiert man im Benzaldehyd den Wasserstoff der Seitenkette durch die Phenylgruppe, so erhält man das Benzophenon, $C_6H_5 \cdot CO \cdot C_6H_5$, also ein Keton mit zwei Benzolkernen. Das Benzophenon hat ein ganz ähnlich gebautes Spektrum wie das Azetophenon und leuchtet ebenfalls mit weißgrünem Licht. Ein Zusatz von Benzophenon zu Chlorbenzol erzeugt wieder weißblaues Licht mit hellem Sechsgruppenspektrum, dessen Wellenlängen für die hellsten Kanten sind:

427—458—500—535—585.

Digitized by Google

Chlorbenzol mit etwas Phthalaldehyd zeigt die Violettkanten der hellsten Streifen bei:

413—442—480—520—552—Rot.

Allgemein: werden zu einem aromatischen Kohlenwasserstoff, seinen Chlorsubstitutionsprodukten oder seinen Nitrilen der Reihe nach verschiedene Aldehyde oder Ketone hinzugefügt, so zeigen die resultierenden Spektra entsprechend mehr oder weniger große Abweichungen in den Wellenlängen.

Die durch diese und ähnliche Mischungen erzeugten Spektra, welche ganz den Bau der Vorspektra gewisser ungemischter Substanzen haben, aber nur erzeugt werden bei Einführung kleiner Zusätze in andere Substanzen, mögen weiterhin als induzierte Vorspektra bezeichnet werden. Sie zeigen, auch abgesehen von dem Bau, die Eigenschaften der Vorspektra ungemischter Substanzen in allen vergleichbaren Beziehungen:

Die Leuchtfarbe bei der Emission der induzierten Vorspektra ist stets blau. Dasselbe gilt aber auch von dem Anfangsleuchten der ungemischten aromatischen Körper, denen das gewöhnliche Vorspektrum entspricht, obwohl auch das letztere, im tiefen Rot beginnend, sich durch alle Farben des Spektrums hindurchzieht. Bei der Emission der Hauptspektra dagegen können die Substanzen alle möglichen Leuchtfarben zeigen (Grün, Gelb, Orange usw.). — Die induzierten Vorspektra haben ferner mit den gewöhnlichen Vorspektren die Eigenschaft gemein, nach dem Aussetzen der erregenden Kathodenstrahlen noch etwas nachzuleuchten, wogegen, wie bereits erwähnt, das Hauptspektrum mit der erregenden Strahlung merklich zugleich erlischt. Während ferner die Hauptspektra der aromatischen Körper sich bisher nur durch Kathodenstrahlen erzeugen ließen, sind ihre Vorspektra auch durch rein optische Bestrahlung hervorzurufen. Dasselbe gilt aber auch von den induzierten Vorspektren[1]). Endlich verhalten sich die induzierten Vorspektra unter dauernder Einwirkung der Kathodenstrahlen analog wie die gewöhnlichen Vorspektra, indem sie bei lange fortgesetzter Bestrahlung allmählich ebenfalls blasser und blasser werden, während wieder das Hauptspektrum der überwiegenden Komponente der Mischung erscheint und immer heller wird.

Zu entscheiden bleibt nun die Frage: Sind die induzierten Vorspektra modifizierte Vorspektra der in den Mischungen die Hauptmasse bildenden Xylole, Ester, Chlortoluole usw., oder sind sie vielleicht modifizierte Spektra der in minutiösen Mengen zugesetzten Aldehyde und Ketone? Die Entscheidung ergibt sich durch die Beobachtung, daß die induzierten Vorspektra auch erzeugt werden können, wenn man kleine Aldehyd- oder Ketonmengen in gewisse Verbindungen aus der Fettkörperreihe („aliphatische" Substanzen) einbringt. Z. B. treten die Sechsgruppenspektra auch auf bei verdünnten Lösungen von Benzaldehyd oder Benzophenon in Äthylalkohol, Äthyläther, Tetrachlorkohlenstoff, Chloroform usw. Da nun aliphatische Substanzen für sich niemals im sichtbaren Teil diskontinuierliche Spektra zeigen, so darf man mit Wahrscheinlichkeit schließen, daß die bei ihrer Mischung mit aromatischen Aldehyden auftretenden diskontinuierlichen Spektra den Aldehyden angehören und durch die Lösungsmittel nur modifiziert sind. Die Bündigkeit des Schlusses wird verstärkt durch die weitere Erfahrung, daß, wenn man Körper aus verschiedenen chemischen Gruppen der aromatischen Reihe miteinander kombiniert, stets nur solche Kombinationen ein induziertes Vorspektrum zeigen, deren eine Komponente ein Aldehyd oder Keton ist.

Von den zahlreichen Aldehyden und Ketonen, die sich als wirksam erwiesen haben, seien außer den schon erwähnten hier angeführt: Phthalaldehyd, Salizylaldehyd, Zimtaldehyd, Phenylazetaldehyd, Cuminol, Paramethyltolylketon, Para- und Orthotolylphenylketon, Benzylmethylketon, Pentadezylparatolylketon, Desylazetophenon, Dibenzylketon, Propylphenylketon, Phthalophenon (normales und iso-) und Äthylphenylketon.

Man sieht hieraus, daß zu den wirksamen Ketonen außer dem schon erwähnten Benzophenon auch noch andere mehrkernige Ketone gehören. In ihnen sind zwei bzw. drei vollständige Ringe von je sechs Kohlenstoffatomen miteinander verknüpft, aber nicht kondensiert, d. h. die verschiedenen Ringe haben kein C-Atom gemeinsam. Kondensierung findet z. B. in der Naphthalingruppe statt. Aldehyde und Ketone mit kondensierten Kernen sind für die Erzeugung der Sechsgruppenspektra unwirksam (Naphtholaldehyd und Naphthylphenylketon). Als wirksame Lösungsmittel können mehrkernige Substanzen mit verknüpften Kernen dienen (z. B. Dibenzyl). Unwirksam aber sind Lösungsmittel mit kondensierten Kernen (Naph-

1) Die Entstehung der diskontinuierlichen Vorspektra beruht also nicht auf einem Zustande, der erst durch die Einwirkung der Kathodenstrahlen hervorgerufen wird. Auch der feste Zustand der Körper ist neben der Bestrahlung noch keine hinreichende Bedingung dafür. Denn z. B. die feste Metatoluylsäure gibt bei mittleren Temperaturen ein kontinuierliches Spektrum des Blaulichtes, und erst bei tiefen Temperaturen, und desto schärfer, je tiefer die Temperatur ist, tritt ihr diskontinuierliches Vorspektrum hervor. Andere Beispiele des Einflusses der Temperatur in einer ausführlicheren Übersicht über das Gebiet.

Digitized by Google

thalin und seine Derivate) für die Erzeugung induzierter Vorspektra.

Daß schon sehr kleine Aldehydmengen ein helles induziertes Vorspektrum veranlassen, wurde bereits erwähnt. Ich habe eine Anzahl Versuche angestellt, um die Empfindlichkeit dieser Spektralreaktion näher zu prüfen. Es ergab sich dabei, daß z. B. ein Zusatz von $^1/_{100\,000}$ Benzaldehyd zu Chlorbenzol das induzierte Vorspektrum noch so deutlich hervorruft, daß seine Wellenlängen bequem gemessen werden können. — Steigert man die zugesetzte Menge der Aldehyde, so gelangt man für die Lichtintensität zu einem Optimum, das z. B. für die Mischungen mit Benzaldehyd bei einem Zusatz von einigen Tausendsteln des Aldehyds liegt. —

Oben hatte sich gezeigt, daß die induzierten Vorspektra wesentliche Charaktere der gewöhnlichen Vorspektra besitzen. Aber sie zeigen andererseits auch Beziehungen zu den Lösungsspektren der mehrkernigen und der kondensierten Substanzen.

Zunächst läßt unmittelbar ihre Erzeugung durch Einbringen kleiner Aldehydmengen an die Deutung als eine Art Lösungsspektra denken. Die Reaktionsempfindlichkeit für Lösungsspektra ist von gleicher Ordnung wie für induzierte Vorspektra. Man kann $^1/_{100\,000}$ Naphthalin, in Chlorbenzol gelöst, noch leicht an den Wellenlängen seines Lösungsspektrums erkennen. Auch die Lösungsspektra können ohne Zuhilfenahme der Kathodenstrahlen durch rein optische Strahlungen hervorgerufen werden und zeigen dann die Erscheinungen langdauernder, kräftiger Phosphoreszenz. Um das diskontinuierliche Phosphoreszenzspektrum z. B. der erstarrten Lösung von Naphthalin in Chlorbenzol hervorzurufen, kann man einfach das Licht einer mit verdünnter Luft gefüllten engen Geißlerschen Röhre benutzen. Um ihre Wirkung zu kräftigen, kann man ihr *U*-Form geben und die gefrorene Lösung in einem Reagenzglas in die entsprechend weite *U*-Krümmung bringen. Mittels der gleichen einfachen Vorrichtung läßt sich, wo andere wirksame Quellen kurzwelligen Lichtes nicht zur Verfügung stehen, nachweisen, daß die induzierten Vorspektra durch optische Strahlen hervorzurufen sind. Um hierbei das Phosphoreszenzspektrum während der Belichtung zu erkennen, kann man die Geißlersche Röhre aus tiefblauem Glase herstellen, so daß ihre Eigenhelligkeit zum Teil, aber nicht in den wirksamsten Strahlen, geschwächt erscheint. Sonach bestehen Ähnlichkeitsbeziehungen zwischen den induzierten Vorspektren von Mischungen einerseits sowie den gewöhnlichen Vorspektren ungemischter Substanzen und den Lösungsspektren kondensierter Körper andererseits. Die Anregung liegt nahe, eine gemeinsame Erklärung aufzusuchen: Die scheinbare spektrale Sonderstellung der Aldehyde und Ketone hängt vielleicht zusammen mit ihrer bekannten Neigung, sich zu polymerisieren. Vielleicht darf man daher vermuten, daß in den vorliegenden Versuchen die Aldehyde und Ketone unter dem Einfluß der tiefen Temperatur sich völlig oder zu einem großen aliquoten Teil polymerisieren. Die induzierten Vorspektra könnten dann als Lösungsspektra der polymeren Anteile angesehen werden. Es ist ferner vielleicht nicht unrationell, zu vermuten, daß bei sehr tiefen Temperaturen auch die Kohlenwasserstoffe, Chloride, Säuren usw. sich polymerisieren, aber zu einem viel kleineren aliquoten Teil als die Aldehyde. Die geringen polymeren Anteile bleiben in fester Lösung in der unveränderten Hauptmasse suspendiert und ihre Lösungsspektra wären die gewöhnlichen Vorspektra. Wenn die Kohlenwasserstoffe, Säuren usw. nur zu einem sehr kleinen Teil polymerisiert werden, so befinden sich beim Auflösen in einem anderen Medium ihre polymeren Anteile in einer potenzierten Verdünnung im Vergleich zu den starken polymeren Quoten gelöster Aldehyde. Es würde sich dann erklären, daß zwar die Lösungsspektra der Aldehyde, aber nicht auch die der übrigen polymerisierten Verbindungen hinreichend hell zur Wahrnehmung sind. Die dann noch verbleibenden Unterschiede zwischen Vorspektren und Lösungsspektren sollen bei anderer Gelegenheit erörtert werden. —

Für die Ausführung der hier erwähnten Versuche konnten auch Mittel benutzt werden, welche mir aus der Jagor-Stiftung gewährt worden sind. Dem Stiftungskuratorium danke ich auch an dieser Stelle bestens für ihre Gewährung.

Während meiner Untersuchungen über die Spektra der aromatischen Körper wurde ich von zahlreichen Chemikern durch Überlassung käuflich nicht erreichbarer Präparate unterstützt. Für besonders hervorragende Gefälligkeit bei der Neudarstellung und Reinigung von Präparaten möchte ich schon bei diesem vorläufigen Bericht Herrn Geheimrat C. Liebermann (Charlottenburg) herzlichen Dank aussprechen.

(Eingegangen 21. April 1910.)

Über die Dispersion im elektrischen Spektrum des Petroleums.

Von N. Obolensky.

Im Laufe der Jahre 1906—1908 wurden im Journal der Russischen Physikalischen Gesellschaft

Digitized by Google

die Untersuchungen von A. R. Colley über die Dispersion der elektrischen Wellen in Wasser, Äthylalkohol, Benzol, Toluol und Azeton veröffentlicht[1]). Die von ihm vorgeschlagene Methode bestand in einer Veränderung des Drudeschen Verfahrens. Die hauptsächlichsten Vorzüge dieser Methode bestehen in großer Genauigkeit, mit der die Bestimmungen des Brechungsindex ausgeführt werden können (mindestens 0,1 Proz.), und in der Möglichkeit, schnell und bequem auf den Drähten beliebige und gleichzeitig streng bestimmte Wellenlängen im breiten Intervall des Spektrums zu erhalten. A. R. Colley schlug mir vor, die Dispersion im elektrischen Spektrum einiger Flüssigkeiten — in erster Linie des Petroleums — zu untersuchen, nach der Methode, die er selbst bei Untersuchung der Spektren des Benzols und Toluols angewandt hatte[2]). Die Gründe, die dazu veranlaßten, die Wahl des Petroleums zu treffen, waren folgende: Die Untersuchung von A. R. Colley hatte gezeigt, daß sich im Toluolspektrum ein Dispersionsstreifen vorfindet, welcher seiner Lage nach mit einem gleichen Streifen im Azetonspektrum identisch ist. Im Benzolspektrum ist dieser Streifen nicht vorhanden. Es lag daher nahe, anzunehmen, daß dieser Streifen der Methylgruppe angehört. Wäre es so, so müßte das Petroleum (kaukasisches Petroleum), welches aus einem Gemisch von Naphthenen besteht und die Methylgruppe in bedeutender Menge erhält, trotz seines kleinen Brechungsindex auch in diesem Teil des Spektrums Dispersionsstreifen, unter anderen auch den „Methylstreifen", aufweisen.

Diese Frage sollte durch das Experiment entschieden werden. Außerdem werden öfters beim Arbeiten mit elektrischen Wellen Teile der schwingenden Systeme, deren Perioden weiter gemessen werden, in das Petroleum gelegt; es erschien daher auch von dieser Seite interessant, sich mit dem Charakter des Petroleumspektrums näher bekannt zu machen.

Von zwei in den Arbeiten von A. R. Colley beschriebenen Anordnungen ist die erste benutzt worden, dabei in der Form, bei der das erregende System sich in Luft befindet, und auf die Drähte innerhalb der Wanne, welche den Vibrator enthält, eine Brücke in solcher Lage aufgelegt wird, daß das durch die Brücke abgeschnittene System eine bedeutend kleinere Periode hat als das des Vibrators. Die Messungen des Brechungsindex wurden in einer Wanne, welche aus Glasscheiben zusammengestellt und mit Siegellack gekittet war, ausgeführt. Die Dimensionen der Wanne waren $970 \times 50 \times 80$ mm[3]. Die Drähte verliefen über dem Boden der Wanne in einer Höhe von 35 mm. Die Vorderwand der Wanne hatte eine Dicke von 1,1 mm. Der Abstand zwischen den Drähten betrug 15 mm. Der Brechungsindex wurde aus den Lagen des ersten, zweiten, dritten, und für kürzere Wellen auch des vierten Knotens relativ zur Flüssigkeitsgrenze einzeln bestimmt.

Diese Werte sind, wie es A. R. Colley gezeigt hat, und wie es auch aus der unten angeführten Zeichnung (Fig. 1) und den Tabellen zu ersehen ist, nur in dem Teile des Spektrums untereinander gleich, welcher dispersionsfrei ist, nur für diesen Teil erweist es sich daher zulässig, den Brechungsindex aus der relativen Lage der Knoten in Flüssigkeit zu bestimmen. In der Mehrzahl der Fälle wurde daher die Wellenlänge in Petroleum auf Grund der Knotenlagen relativ zur Flüssigkeitsgrenze bestimmt. Für die Genauigkeit der Messungen ist bei solchem Verfahren von Wichtigkeit: 1. die Vorderwand der Wanne möglichst genau in den wahren Knoten zu legen, 2. die Größe der Brückenverkürzung in der Flüssigkeit zu kennen. Für die Größe der Brückenverkürzung in Petroleum bei einem Abstand zwischen den Drähten von 15 mm und bei Plattenbrücken wurde als provisorischer Wert 3,5 mm angenommen. Als in der Folge das dispersionsfreie Gebiet entdeckt wurde, war es leicht, die Korrektion zu bestimmen, die es ermöglichte, aus den Ablesungen der Skala direkt die Wellenlänge zu erhalten. Die daraus berechnete Brückenverkürzung erwies sich der als vorläufig gebrauchten naheliegend.

Um festzustellen, in welchem Maße ein Fehler in der Lage der Flüssigkeitsgrenze die Genauigkeit der Messungen beeinflussen kann, wurde folgender Versuch angestellt. Die Flüssigkeitsgrenze wurde um 5 mm aus der wahren Knotenlage dem Vibrator genähert, ebenfalls um 5 mm in entgegengesetzter Richtung verschoben. Es ergab sich, daß im ersten Falle der Brechungsindex um einiges kleiner, im zweiten um etwas größer als der richtige war. Dabei ist der Fehler bei Bestimmungen aus der ersten Knotenlage am größten und erreicht die Größe von 1,2 Proz., bei Bestimmungen aus der zweiten Knotenlage betrug der Fehler 0,9 Proz., bei Bestimmungen aus der dritten Lage 0,5 Proz. (Für $\frac{\lambda}{2}$ in Luft $= 299{,}98$ mm.) Da die Lage des ersten Knotens in Luft auf 0,5 mm genau bestimmt werden konnte, ist zu schließen, daß der zu untersuchende Fehler 0,1 Proz. vom Werte des Brechungsindex nicht überschreitet.

Für Bestimmungen aus dem zweiten und

1) Vgl. diese Zeitschr. 10, 329, 471, 657, 1909; 11, 324, 1910.

2) Diese Zeitschr. 11, 324, 1910.

Digitized by Google

dritten Knoten ist dieser Fehler entsprechend kleiner.

Bei Ausführung der Messungen ist zu beachten, daß das System, welches durch die bewegliche Brücke in Flüssigkeit und die hintere Flüssigkeitsgrenze abgegrenzt ist, weder auf die Welle des Vibrators noch auf die Welle des erregenden Systems resonieren kann. Um in diesem Falle mögliche Fehler zu vermeiden, wurde, analog wie es A. R. Colley gemacht hat, beim größten Teil der Messungen hinter der beweglichen Brücke in Flüssigkeit noch eine Brücke in geeigneter Lage aufgelegt.

Die Messungen wurden in gewöhnlichem Handelspetroleum, dessen spez. Gew. bei 20° 0,8215 war, ausgeführt. Während der Untersuchung ist eine Eigenschaft des Petroleums zutage getreten, welche die Genauigkeit der Messungen nicht wenig beeinträchtigte. Es ergab sich nämlich, daß das Petroleum in recht hohem Grade hygroskopisch ist, und der Brechungsindex stieg beim Arbeiten mit einer bestimmten Portion mit der Zeit um einen recht merklichen Wert. So ergaben z. B. Messungen an einer frischen Portion Petroleum für Halbwellenlänge in Luft von 299,98 mm einen Brechungsindex von 1,4555 (in dem dispersionsfreien Spektrumteil). Zum Schluß der Untersuchung wurde der Brechungsindex für dieselbe Wellenlänge von neuem gemessen und = 1,4609 gefunden. Es wurde noch folgender Versuch angestellt. Der Brechungsindex wurde bei einer Halbwellenlänge in Luft von 300,53 mm gemessen und war = 1,4572; darauf wurde dem Petroleum Wasser zugeschüttet. Die Mischung wurde mehrere Male durchgeschüttelt und darauf zwei Tage sich selbst überlassen, damit das Wasser sich absetzen konnte. Nachdem wurde der obere Teil des Petroleums vorsichtig in die Wanne abgegossen und der Brechungsindex gemessen, der die Größe von 1,4671 erreicht hatte. Um den Einfluß der Feuchtigkeit einigermaßen zu vermindern, mußte von Zeit zu Zeit die Portion erneuert werden; aus den unten angeführten Daten ist aber leicht einzusehen, daß die Hygroskopität des Petroleums auf die Resultate dieser Untersuchung ohne Einfluß bleibt. Doch muß man sich zu den absoluten Werten der Brechungsindizes mit einiger Vorsicht verhalten; zweifellos mußte die Anwesenheit des Wassers diese Werte etwas beeinflussen. Diese Arbeit verfolgte aber nicht den Zweck, die absoluten Werte der Brechungsindizes möglichst genau zu bestimmen; wenn die Notwendigkeit darin bestanden hätte, so wären dazu besondere Vorsichtsmaßregeln zu treffen. Die Messungen wurden im Intervall zwischen 465 mm bis 281 mm Halbwellenlänge in Luft ausgeführt. Im untersuchten Spektrumteil sind aber nicht alle Teile gleich ausführlich gemessen worden. Nur wenige Gebiete enthalten eine genügende Anzahl von Beobachtungen, um auf Grund derselben Dispersionsstreifen in allen Einzelheiten zu erkennen.

Zum größten Teil wurden die Beobachtungen deshalb angestellt, um festzustellen, ob in dem zu untersuchenden Intervall des Spektrums Dispersionsstreifen vorhanden sind oder nicht. Hierbei erwies sich als bequemstes Kriterium dafür die Beobachtung, ob die aus dem ersten, zweiten usw. Knoten berechneten Wellenlängen gleich groß oder verschieden ausfallen.

Die Resultate der Messungen sind in der umstehend angeführten Tabelle I zusammengestellt. In der ersten Kolumne sind die Werte $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ der Halbwellenlängen in Luft angegeben; in der zweiten $\left(\frac{\lambda_1}{2}\right)$, dritten $\left(\frac{\lambda_2}{2}\right)$, vierten $\left(\frac{\lambda_3}{2}\right)$ und fünften $\left(\frac{\lambda_4}{2}\right)$ Halbwellenlänge in Petroleum, die aus den Messungen der Lagen des ersten bzw. zweiten, dritten und für kleinere Wellenlängen auch des vierten Knotens relativ zur Flüssigkeitsgrenze berechnet sind; in der sechsten die Temperatur (t) der Flüssigkeit; in der siebenten, achten, neunten und zehnten (n_1, n_2, n_3, n_4) die Brechungsindizes, welche mit Hilfe von $\frac{\lambda_1}{2}$, $\frac{\lambda_2}{2}$, $\frac{\lambda_3}{2}$, $\frac{\lambda_4}{2}$ berechnet und auf 17,0° reduziert sind. Für die dispersionsfreien Teile des Spektrums wird ein Mittelwert angegeben.

Die elfte Kolumne gibt die Reihenfolge, in welcher die Messungen ausgeführt worden sind, an. Die Formel für die Reduktion der Werte der Brechungsindizes auf 17,0° ist unten gegeben. Fast alle Messungen der Tabelle I sind mit einer bestimmten Sorte Petroleum ausgeführt worden, nur im Zwischenraume $\frac{\lambda}{2} = 352{,}75$ und $\frac{\lambda}{2} = 335{,}39$ wurden die Beobachtungen mit einer anderen, aber durch ihre Eigenschaften der ersten sehr ähnlichen Petroleumportion gemacht. Die in diesem Zwischenraume eingeschlossenen Werte sind früheren Beobachtungen entnommen.

Die in der Tabelle angeführten Resultate sind als Kurven dargestellt. Die durch die Werte n_1 bestimmte Kurve ist in der Zeichnung durch eine stärkere Linie ausgezogen, die durch die Werte n_2 bestimmte durch eine schwächere Linie. Wie aus Fig. 1 zu ersehen ist, sind im zweiten Falle die Dispersionsstreifen weniger scharf ausgeprägt. Die Dispersionsstreifen auf

Digitized by Google

Tabelle I.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda_1}{2}$	$\frac{\lambda_2}{2}$	$\frac{\lambda_3}{2}$	$\frac{\lambda_4}{2}$	t	n_1	n_2	n_3	n_4	No.
1	464,68	317,26	317,52	—	—	17.5	1,4649	1,4640	—	—	65
2	463,75	314,89	316,21	—	—	17,0	1,4727	1,4666	—	—	66
3	462,92	315,60	316,44	—	—	17,3	1,4669	1,4630	—	—	64
4	462,52	317,43	316,35	—	—	17,0	1,4571	1,4620	—	—	63
5	461,59	317 69	316,06	—	—	17,1	1,4529	1,4590	—	—	62
6	459,84	315,85	315,32	—	—	17,2	1,4560	1,4584	—	—	68
7	459,46	315,18	314,86	—	—	17,3	1,4578	1,4593	—	—	60
8	458,69	314,14	314.21	—	—	17,2	1,4608	1,4599	—	—	61
9	457,51	313,51	313,54	—	—	17,3	1,4594	1,4593	—	—	67
10	455,61	313,38	313,47	—	—	17,1	1,4583		—	—	50
11	451,35	309,76	309,90	—	—	16,7	1,4566		—	—	51
12	450,28	308,93	308,67	—	—	17,1	1,4581		—	—	52
13	447,91	307,10	307,19	—	—	16,2	1,4579		—	—	53
14	442,24	303,76	203,75	—	—	16,7	1,4558		—	—	54
15	436,04	299,30	299,28	—	—	15.4	1,4563		—	—	55
16	426,96	293,45	293,43	—	—	16,0	1,4546		—	—	58
17	421,42	289,56	289,50	—	—	15,8	1,4551		—	—	57
18	418,45	287,36	287,37	—	—	14,2	1,4551		—	—	81
19	414,74	284,90	284,87	—	—	17,2	1,4559		—	—	56
20	413,55	283,79	283,86	—	—	14,2	1,4560		—	—	77
21	411,89	281,49	282,17	—	—	14.2	1,4622	1,4587	—	—	76
22	410,73	279,47	280,75	—	—	14,0	1,4689	1,4618	—	—	79
23	409,50	283,49	281,67	—	—	14,0	1,4434	1,4527	—	—	80
24	408,66	281,70	280,72	—	—	14,0	1,4496	1,4546	—	—	78
25	405,19	280,13	278,53	—	—	14,0	1,4454	1,4537	—	—	74
26	404,55	276,89	277,50	—	—	14,2	1,4600	1,4568	—	—	75
27	403,71	277,77	276,95	—	—	16,5	1,4532	1,4575	—	—	71
28	402,56	278,02	276,90	—	—	16,1	1,4476	1,4534	—	—	72
29	401,24	276,73	275,48	—	—	16,2	1,4497	1,4562	—	—	70
30	400,33	273,13	274,87	—	—	17,0	1,4657	1,4564	—	—	73
31	399,66	275,27	274,11	—	—	16,0	1,4511	1,4576	—	—	69
32	398,19	271,08	273,38	—	—	16,0	1,4686	1,4562	—	—	49
33	395,74	271,01	272,54	—	—	18,6	1,4609	1,4526	—	—	59
34	381,13	259,19	260,33	260,79	—	16,9	1,4704	1,4640	1,4614	—	14
35	380,09	258,00	259.68	260,53	—	17,2	1.4733	1,4638	1,4590	—	13
36	376,44	257,10	258,17	258,62	—	16,5	1,4640	1,4579	1,4554	—	12
37	371,84	254,48	254,49	254,51	—	16,2	1,4608		—	—	11
38	367,82	252,18	252,02	252,13	—	17,0	1,4593		—	—	15
39	366,33	250,62	250,59	250,68	—	17,8	1.4616		—	—	16
40	363,15	248,99	248,99	248,93	—	17,6	1,4588		—	—	17
41	361,83	249,62	248,60	248,36	—	17,0	1,4495	1,4555	1,4568	—	22
42	359,83	246,27	247,01	247,36	—	17,2	1,4612	1,4569	1,4556	—	18
43	358,28	244,16	244,34	244,45	—	18,0	1,4678	1,4667	1,4660	—	21
44	356,66	241,88	243,02	243,42	—	18,0	1,4749	1,4680	1,4656	—	20
45	355,69	242,81	243,31	243,43	—	18,6	1,4655	1,4625	1,4617	—	19
46	352,75	240,18	241,56	241,68	—	16,0	1,4684	1,4604	1,4593	—	10
47	350,32	236,25	239,14	240,11	—	16,2	1,4825	1,4646	1,4587	—	9
48	346,29	237,54	237,00	236,80	—	16,1	1,4575	1,4597	1,4620	—	8
49	343,84	237,80	236,39	235,88	—	16,2	1,4456	1,4542	1,4574	—	7
50	340,45	233,67	233,31	233,23	—	17,1	1,4570	1,4592	1,4597	—	6
51	338,22	228,77	229,64	229,80	—	17,5	1,4786	1,4730	1,4720	—	3
52	337,75	227,65	228,49	229,31	—	16.1	1,4832	1,4777	1,4725	—	1
53	337,02	227,95	229,12	229,18	—	17,1	1,4785	1,4714	1,4705	—	4
54	336,10	228,37	228,95	229,26	—	16,2	1.4714	1,4677	1,4657	—	2
55	335,39	230,89	230,79	230,97	—	18,0	1,4530	1,4536	1,4525	—	5
56	334,45	228,24	228,39	228,41	—	16,2	1,4650	1,4641	1,4639	—	42
57	334,06	226,02	227.95	228,52	—	16,2	1,4777	1,4652	1,4615	—	44
58	333,80	225,53	227,50	228,14	—	16,3	1,4798	1,4658	1,4628	—	43
59	333,52	225,94	227,91	228,88	—	17,0	1,4761	1,4611	1,4574	—	41
60	333,06	228,09	229,33	229,39	—	16,7	1,4601	1,4522	1,4518	—	40
61	332,55	229,69	229,21	229,13	—	17,0	1,4478	1,4509	1,4514	—	39
62	332,11	228,27	228,82	228,95	—	17.0	1,4549	1,4514	1,4506	—	38
63	325,08	221,85	222,35	222,83	—	17.6	1,4655	1,4622	1,4591	—	48
64	323,12	220,83	221,16	221,67	—	17.7	1,4635	1,4611	1,4580	—	47
65	320,05	218,94	219,27	219,62	—	16,0	1,4614	1,4592	1,4569	—	45
66	316,32	217,82	217'49	217,35	—	16,1	1,4518	1,4540	1,4549	—	46
67	309,09	212,19	212,34	212,40	—	18,0	1,4571	1,4560	1,4556	—	35
68	308,06	210,07	211,25	211,54	—	17,0	1,4665	1,4582	1,4563	—	37
69	307,19	209,91	211,06	211,23	—	18,0	1,4638	1,4559	1,4547	—	36

Digitized by Google

Fortsetzung der Tabelle I.

	$\frac{A}{2}$	$\frac{\lambda_1}{2}$	$\frac{\lambda_2}{2}$	$\frac{\lambda_3}{2}$	$\frac{\lambda_4}{2}$	t	n_1	n_2	n_3	n_4	No.
70	306,58	210,28	210,64	210,72	210,76	19,4	1,4589	1,4564	1,4558	1,4556	34
71	304.39	209,19	209,18	209,14	209,22	17,2	—	1,4553		—	33
72	302,26	207,66	207,76	207,85	207,75	18,4	—	1,4554		—	32
73	300,00	206,02	206,22	206,08	206,08	17,0	—	1,4558		—	31
74	299,22	205,60	205,67	205,63	205,61	17,1	—	1,4553		—	23
75	298,15	204,83	204,82	204,81	204,81	16,8	—	1,4556		—	30
76	294,38	202,20	202,25	202,26	202,20	16,8	—	1,4556		—	24
77	290,60	199,64	199,72	199,72	199,68	16,5	—	1,4551		—	25
78	287,90	196,07	196,98	197,21	197,29	16,2	1,4681	1,4613	1,4596	1,4590	26
79	285,64	193,59	194,75	195,25	195,30	16,0	1,4751	1,4663	1,4625	1,4622	27
80	283,96	193,83	194,40	194,65	194,67	16,7	1,4648	1,4608	1,4587	1,4584	28
81	281,78	191,67	192,40	192,70	192,69	17,4	1,4703	1,4647	1,4625	1,4625	29

Grund der dritten Knotenlagen zu bestimmen, erwies sich schon als unsicher.

Wie schon angeführt wurde, war das erhaltene Material hinreichend, um nur sehr wenige Dispersionsstreifen in Einzelheiten aufzubauen. In den übrigen Fällen wurde die Kurve nur analog mit den genauer gemessenen Teilen gezeichnet, und natürlich können die richtige Lage und die Form der Kurven in diesen Teilen des Spektrums sehr weit von dem entfernt sein, was die Fig. 1 darstellt. In jedem Falle ist aber die gegebene Zahl der Beobachtungen genügend, um in dem untersuchten Intervall die Existenz eines komplizierten Spektrums festzustellen, dessen Gestalt folgende ist. Zwischen 455 mm und 412 mm ist keine Dispersion vorhanden. Für die Brechungsindizes wird innerhalb dieses Gebietes für verschiedene Perioden derselbe Wert erhalten, die aus verschiedenen Knotenlagen bestimmten Wellenlängen sind untereinander gleich. Auf der Fig. 1 sind nur der Anfang und das Ende dieses Gebietes angegeben. Ein schmales dispersionsfreies Gebiet liegt weiter zwischen 371 mm und 363 mm; die kleine Zahl der hier gemachten Messungen erlaubt es nicht, mit voller Sicherheit die Abwesenheit der Dispersion festzustellen. Eine solche Behauptung wird aber um vieles wahrscheinlicher, falls man berücksichtigt, daß auch für eine andere Petroleumportion an derselben Stelle (auch für vier Punkte) gleiche Werte des Brechungsindex für verschiedene Perioden beobachtet sind, dabei erwiesen sich die aus verschiedenen Knotenlagen bestimmten Wellenlängen untereinander gleich.

Ein drittes dispersionsfreies Gebiet ist zwischen 305 mm und 290 mm vorhanden. Die Abwesenheit der Dispersion unterliegt für diesen Spektrumteil keinem Zweifel. Die besprochenen Teile grenzen Gruppen schmaler Dispersionsstreifen voneinander ab.

Für einige kleine Teile des Spektrums waren die Beobachtungen so wenig zahlreich, daß es vorgezogen wurde, an solchen Stellen überhaupt keine Kurven zu ziehen. Seinem Charakter nach scheint das Petroleumspektrum einem „kannelierten Bandenspektrum" am meisten zu gleichen.

Zwischen 335 mm und 332 mm liegt ein Streifen, welcher seiner Lage nach mit den entsprechenden Streifen des Toluol- und des Azetonspektrums zusammenfällt. Auf Fig. 1 sind zwei Linien gezogen, die dem von A. R. Colley beobachteten Maximum und Minimum der Werte des Brechungsindex innerhalb des Dispersionsstreifens des Toluol- und Azetonspektrums entsprechen. Dieser Streifen ist, wie schon oben erwähnt, von ihm der Methylgruppe angehörig erkannt. Derselbe Streifen ist nochmals mit einer neuen Petroleumportion von anderem spezifischen Gewicht nachgemessen (das Resultat siehe unten S. 439) und seine Lage wieder derselben Stelle des Spektrums angehörig gefunden. Auf Grund dieser Messungen gewinnt die Behauptung, daß der untersuchte Streifen der Methylgruppe angehört, eine neue Stütze, weil dieser Streifen in den Spektren dreier chemisch vollständig verschiedener Körper, von denen jeder aber im Molekül die Methylgruppe enthält, angetroffen ist.

Um den Verlauf der Dispersion innerhalb des Streifens unter der Bedingung, daß derselbe durch die benachbarten Streifen am wenigsten entstellt ist, näher untersuchen zu können, wurden die Stellen, wo das Gebiet ohne Dispersion anfängt und endet, gemessen (zwischen 445 mm und 412 mm). Die dabei erhaltenen Resultate bestimmen eine Kurve, die den theoretischen Kurven, welche aus den Theorien von M. Planck und H. A. Lorentz folgen, ähnlich ist[1]). Ferner wurde der Einfluß der Temperatur auf den Brechungsindex untersucht. Vor allen Dingen erwies sich das als notwendig, um die bei verschiedenen Temperaturen erhaltenen Werte des

1) Vgl. z. B. H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie **4**, 403, 1908.

Digitized by Google

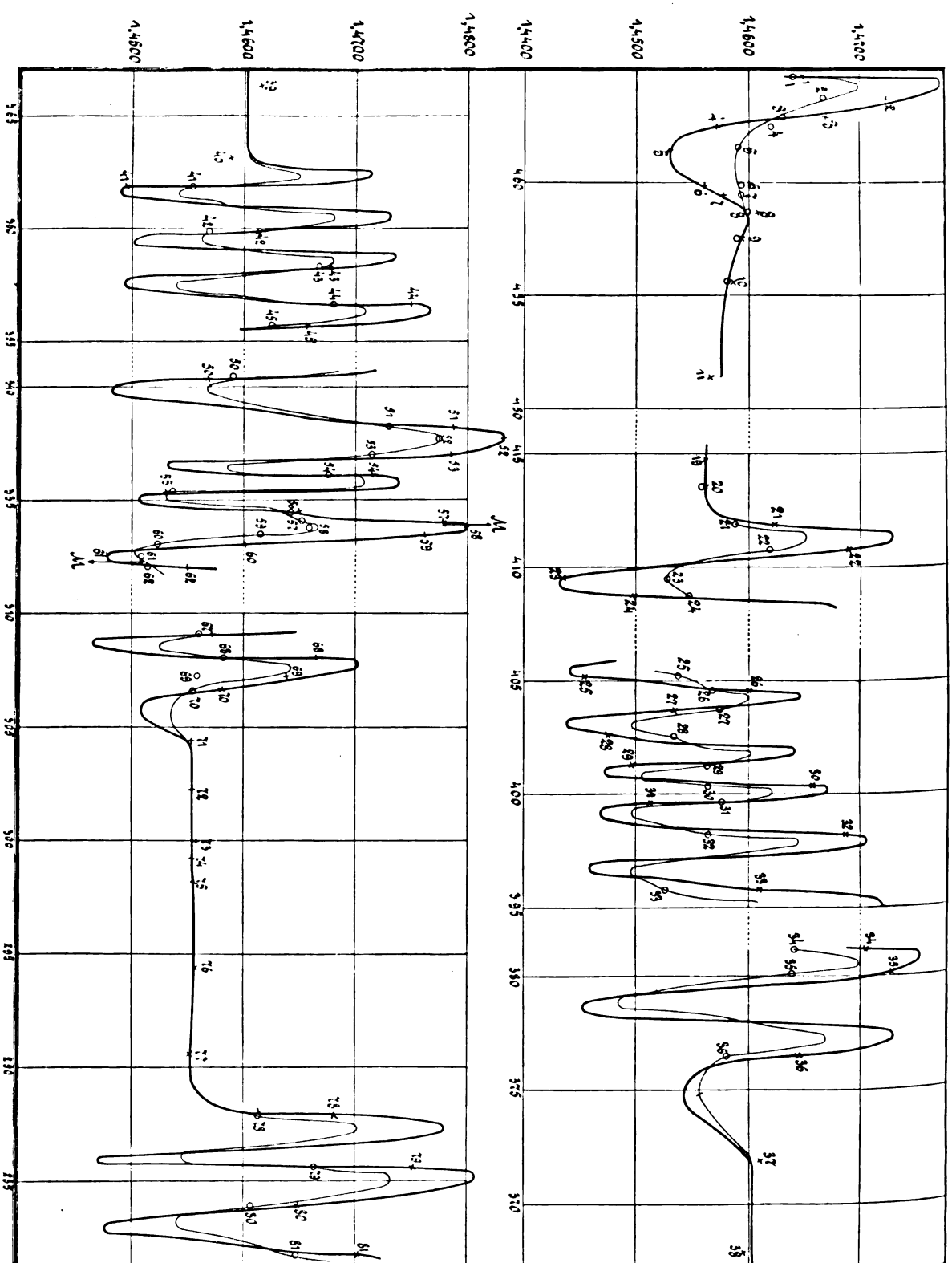


Fig. 1.

Digitized by Google

Brechungsindex auf 17,0° zu reduzieren. Von Interesse war es, bei dieser Gelegenheit auch die Gültigkeit der Formel von Clausius-Mossotti für Petroleum zu prüfen. Endlich sollte auch untersucht werden, ob der Temperaturkoeffizient innerhalb der Dispersionsstreifen denselben Wert behält, wie im dispersionsfreien Teil des Spektrums. Der Brechungsindex wurde für verschiedene Temperaturen zwischen 6° und 30° gemessen und aus den erhaltenen Werten der Koeffizient nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Bei der Halbwellenlänge in Luft von 428,75 mm konnte die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur durch folgende Formel ausgedrückt werden:

$$n_t = 1{,}4570 - 0{,}000362\,(t - 17{,}0).$$

Für $\frac{\Lambda}{2} = 300{,}11$ ergab sich die Formel:

$$n_t = 1{,}4576 - 0{,}000376\,(t - 17{,}0).$$

Der Mittelwert des Koeffizienten ist gleich 0,00037.

Mit Hilfe dieses Wertes sind sämtliche oben angeführten Messungen auf 17,0° reduziert worden.

Darauf wurde der Koeffizient innerhalb des Dispersionsstreifens gemessen. Die Messung ist im Bereiche des „Methylstreifens", welcher am eingehendsten untersucht war, gemacht, dabei für die Stelle des Minimums des Brechungsindex, wo nach den Beobachtungen von A. R. Colley die Absorption am schärfsten ausgeprägt ist. Der Wert des Temperaturkoeffizienten erwies sich für diesen Teil als mehrfach kleiner (0,00011). Dieser Umstand veranlaßte, den Koeffizienten für verschiedene Punkte innerhalb und außerhalb des Streifens eingehend zu untersuchen. Die Messungen wurden jetzt für eine neue Portion Petroleum ausgeführt, dessen spezifisches Gewicht und elektrischer Brechungsindex andere (größer) waren.

In Tabelle II sind die Brechungsindizes bei 10° ($n_{10,0}$) und bei 25° ($n_{25,0}$) und die Werte

Tabelle II.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$n_{10,0}$	$n_{25,0}$	a
1	443,00	1,4697	1,4626	—0,00047
2	431,83	1,4688	1,4609	—0,00053
3	420,27	1,4686	1,4622	—0,00043
4	333,89	1,4750	1,4732	—0,00012
5	333,72	1,4841	1,4817	—0,00016
6	333,35	1,4889	1,4825	—0,00046
7	333,12	1,4831	1,4762	—0,00053
8	332,96	1,4644	1,4594	—0,00033
9	332,73	1,4588	1,4566	—0,00015
10	332,34	1,4634	1,4586	—0,00032
11	332,02	1,4737	1,4707	—0,00020
12	302,29	1,4687	1,4606	—0,00054
13	300,26	1,4709	1,4627	—0,00055
14	296,52	1,4708	1,4636	—0,00048

der Temperaturkoeffizienten für die entsprechenden Halbwellenlängen in Luft gegeben.

Die Halbwellenlängen in Petroleum wurden aus der Lage des ersten Knotens bestimmt, da in diesem Falle alle Eigenschaften der Dispersion am deutlichsten zu messen sind.

Die angeführten Werte der Tabelle II, die sich auf die Messungen innerhalb des Dispersionsstreifens beziehen, sind in der Fig. 2 abgebildet,

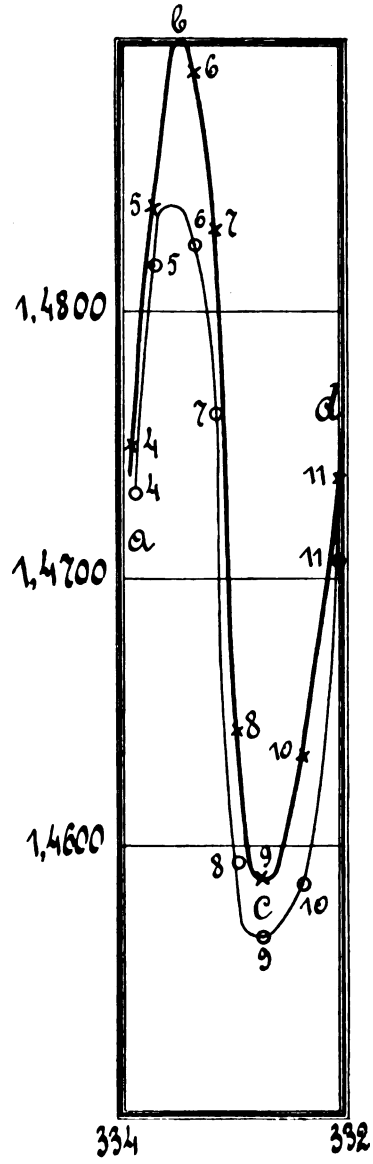


Fig. 2.

wobei die sich auf die Temperatur 10° beziehenden Punkte mit Kreuzchen, die sich auf 25° beziehenden Punkte mit o bezeichnet sind. Die erhaltenen Resultate zeigen, daß der für 25° erhaltene Streifen weniger scharf als der für 10°

Digitized by Google

ausgeprägt ist, der Absorptionsstreifen muß daher bei höheren Temperaturen verwaschener erscheinen. Weiter zeigen die Messungen (Fig. 2), daß im Teile „*a b*" die Kurve der Koeffizienten einen kleineren Wert hat als für den Teil „*b c*". Es ist leicht einzusehen, daß solcher Gang der Veränderung der Größe des Koeffizienten bestehen muß, wenn der Gipfel des Dispersionsstreifens mit steigender Temperatur in Richtung längerer Wellen verschoben wird. Die kleinen Koeffizienten für Punkte 11 und 10 deuten auf eine Verschiebung in derselben Richtung auch des Teiles des Streifens, welchem diese Punkte angehören. Der ganze Streifen erscheint also für höhere Temperaturen etwas in Richtung längerer Wellen verschoben. Es soll bemerkt werden, daß eine analoge Erscheinung auch für das Lichtspektrum konstatiert worden ist[1]). Die Größenordnung dieser Verschiebung überschreitet bei Temperaturänderung von 15° nicht einige Hundertstel Millimeter bei $\frac{\Lambda}{2} = 333$ mm. Die Möglichkeit, eine so kleine Verschiebung zu bemerken, liegt offenbar darin, daß 1. der Streifen sehr schmal ist — dank den sehr steilen Hebungen und Senkungen der Kurve innerhalb des Streifens wird eine sehr kleine Verschiebung desselben von bedeutenden Änderungen der Größe des Brechungsindex begleitet — und 2. die Bestimmungen des Brechungsindex für zwei verschiedene Temperaturen, welche bei unveränderter Lage aller Teile des Systems ausgeführt werden, sich auf identisch gleiche Perioden beziehen.

Um die Gültigkeit der Clausius-Mossottischen Formeln für Petroleum prüfen zu können, wurde die Dichte und deren Abhängigkeit von der Temperatur sowie auch der Temperaturkoeffizient des Brechungsindex für den dispersionsfreien Teil des Spektrums gemessen.

Die Dichte wurde im Intervall 14° bis 26° untersucht und konnte durch die Formel dargestellt werden:

$$D_t = 0{,}84048 - 0{,}000699\,(t - 20).$$

Auf Grund dieser Formel sind durch Extrapolation die Werte der Dichte von 6° bis 30° berechnet worden. Die Größe des Brechungsindex bei 17,0 = 1,4661, der Mittelwert des Temperaturkoeffizienten (aus sechs Messungen) = −0,000500.

Die Resultate sind in Tabelle III enthalten.

Die Clausius-Mossottische Formel erweist sich also für Petroleum als nur annähernd richtig. Werden diese Resultate mit den Messungen Tangls[2]) verglichen, so geht hervor, daß die

1) J. Königsberger, Ann. d. Phys. **4**, 805, 1901.
2) K. Tangl, Ann. d. Phys. **10**, 748, 1903.

Tabelle III.

t^0	$n^2 = \varepsilon$	D	$\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{D}$
6	2,1656	0,85026	0,3291
10	2,1597	0,84747	0,3290
14	2,1538	0,84467	0,3289
18	2,1480	0,84188	0,3287
22	2,1421	0,83908	0,3286
26	2,1363	0,83628	0,3285
30	2,1304	0,83349	0,3284

Formel für Petroleum ungefähr im selben Maße gilt wie für Toluol; Xylol gibt größere, Benzol, Schwefelkohlenstoff und Chloroform bedeutend kleinere Übereinstimmung.

Zum Schlusse benutze ich die Gelegenheit, auch an dieser Stelle Prof. Dr. A. R. Colley für Anregung zu der Untersuchung und Leitung, Prof. Dr. N. Kasterin für die Überlassung aller nötigen Hilfsmittel meinen Dank auszusprechen.

Physik. Institut der Universität Odessa.

(Eingegangen 29. März 1910.)

Zur elektromagnetischen Mechanik.

Von Gunnar Nordström.

In einem Aufsatz in dieser Zeitschrift hat M. Abraham[1]) einige Fragen aus der auf das Minkowskische Relativitätsprinzip fußenden Mechanik behandelt. Seine Betrachtungen gründet Abraham auf die folgende Bewegungsgleichung, die man ja als Definition des Kraftbegriffes auffassen kann,

$$\mathfrak{K}'\,dv = \frac{d}{dt}\,\frac{m\mathfrak{v}}{\sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}}. \qquad (1')$$

Es ist $\mathfrak{K}'$ die ponderomotorische Kraft pro Volumeneinheit, dv das Volumen und m die Masse („Ruhmasse") des betrachteten materiellen Teilchens, $\mathfrak{v}$ die Geschwindigkeit, t die Zeit und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Masse nimmt Abraham nicht als unveränderlich an, sondern mit dem Energieinhalt der Materie wechselnd.

Man kann aber bei Veränderlichkeit der Masse auch die Bewegungsgleichung

$$\mathfrak{K}'' = m\,\frac{d}{dt}\,\frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}} \qquad (1'')$$

1) M. Abraham, diese Zeitschr. **10**, 737, 1909.

Digitized by Google

als Definition der ponderomotorischen Kraft feststellen, und nach meiner Ansicht ist diese letztere Definition die richtige. Man hat ja zu fordern, daß das skalare Produkt aus Kraft und Geschwindigkeit eine Arbeitsleistung angibt, die im Einklang mit dem Satze von der Erhaltung der Energie steht, und diese Forderung scheint mir die Kraft $\mathfrak{K}'$ nicht in allen Fällen zu erfüllen.

In diesem Aufsatz will ich zunächst die Mechanik ganz allgemein behandeln, und die Resultate vergleichen, die die beiden Kraftbegriffe $\mathfrak{K}'$ und $\mathfrak{K}''$ geben. Zum Schluß will ich diese Resultate auf den von mir früher in dieser Zeitschrift[1]) behandelten speziellen Fall anwenden und zeigen, welche Umstände für die Annahme der Bewegungsgleichung (1″) sprechen.

Zuerst mögen die Gleichungen (1′) und (1″) in einer Form geschrieben werden, welche die Symmetrie der vier Koordinaten x, y, z, ict hervortreten läßt. Wir bezeichnen die Dichte der Materie mit δ, es ist dann $m = \delta\, dv$, und weil allgemein

$$\frac{d}{dt}\int \varphi\, dv = \int \left\{ \operatorname{div} \varphi\, \mathfrak{v} + \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right\} dv, \qquad (2)$$

so hat man (der Einfachheit halber $\mathfrak{q} = \frac{\mathfrak{v}}{c}$ gesetzt)

$$\mathfrak{K}_x'\, dv = \frac{d}{dt}\left\{ \frac{\delta \mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}\, dv \right\}$$

$$= \left\{ \operatorname{div} \frac{\delta \mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}\, \mathfrak{v} + \frac{\partial}{\partial t}\, \frac{\delta \mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} \right\} dv,$$

$$\mathfrak{K}_x' = \frac{\partial}{\partial x}\, \delta\, \frac{\mathfrak{v}_x^2}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} + \frac{\partial}{\partial y}\, \delta\, \frac{\mathfrak{v}_x \mathfrak{v}_y}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} + \frac{\partial}{\partial z}\, \delta\, \frac{\mathfrak{v}_x \mathfrak{v}_z}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} + \frac{\partial}{\partial t}\, \delta\, \frac{\mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}.$$

Wir setzen $u = ict$, bezeichnen die Komponenten des Minkowskischen Bewegungsvektors mit $\mathfrak{a}_x, \mathfrak{a}_y, \mathfrak{a}_z, \mathfrak{a}_u$ und die Ruhmassendichte, die ein vierdimensionaler Skalar ist, mit γ. Es ist dann

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{a}_x &= \frac{\mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}, \quad \mathfrak{a}_y = \frac{\mathfrak{v}_y}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}, \\ \mathfrak{a}_z &= \frac{\mathfrak{v}_z}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}, \quad \mathfrak{a}_u = \frac{ic}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}, \\ \gamma &= \delta\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}, \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

und für $\mathfrak{K}_x'$ erhält man die erste der folgenden vier Gleichungen, aus der die drei übrigen durch zyklische Vertauschung der Indizes hervorgehen,

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_x' &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma \mathfrak{a}_x^2 + \frac{\partial}{\partial y}\gamma \mathfrak{a}_x \mathfrak{a}_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma \mathfrak{a}_x \mathfrak{a}_z + \frac{\partial}{\partial u}\gamma \mathfrak{a}_x \mathfrak{a}_u, \\ \mathfrak{K}_y' &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma \mathfrak{a}_y \mathfrak{a}_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma \mathfrak{a}_y^2 + \frac{\partial}{\partial z}\gamma \mathfrak{a}_y \mathfrak{a}_z + \frac{\partial}{\partial u}\gamma \mathfrak{a}_y \mathfrak{a}_u, \\ \mathfrak{K}_z' &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma \mathfrak{a}_z \mathfrak{a}_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma \mathfrak{a}_z \mathfrak{a}_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma \mathfrak{a}_z^2 + \frac{\partial}{\partial u}\gamma \mathfrak{a}_z \mathfrak{a}_u, \\ \mathfrak{K}_u' &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma \mathfrak{a}_u \mathfrak{a}_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma \mathfrak{a}_u \mathfrak{a}_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma \mathfrak{a}_u \mathfrak{a}_z + \frac{\partial}{\partial u}\gamma \mathfrak{a}_u^2. \end{aligned}\right\} \qquad (4')$$

Rechts treten die Komponenten $\gamma \mathfrak{a}_m \mathfrak{a}_n$ eines vierdimensionalen Tensors auf. Die letzte der Gleichungen (4′) schreibt sich, wenn man die früheren Bezeichnungen einführt

$$-ic\,\mathfrak{K}_u' = c^2 \left\{ \operatorname{div} \frac{\delta \mathfrak{v}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} + \frac{\partial}{\partial t}\, \frac{\delta}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} \right\}. \qquad (5')$$

Es soll nun die Gleichung (1″) in entsprechender Weise behandelt werden. Man erhält

$$\mathfrak{K}_x''\, dv = \delta\, dv \left\{ \mathfrak{v}_x \frac{\partial}{\partial x}\, \frac{\mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} + \mathfrak{v}_y \frac{\partial}{\partial y}\, \frac{\mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} + \mathfrak{v}_z \frac{\partial}{\partial z}\, \frac{\mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} + \frac{\partial}{\partial t}\, \frac{\mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} \right\},$$

und durch Einführen der Bezeichnungen (3) ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_x'' &= \gamma \mathfrak{a}_x \frac{\partial \mathfrak{a}_x}{\partial x} + \gamma \mathfrak{a}_y \frac{\partial \mathfrak{a}_x}{\partial y} + \gamma \mathfrak{a}_z \frac{\partial \mathfrak{a}_x}{\partial z} + \gamma \mathfrak{a}_u \frac{\partial \mathfrak{a}_x}{\partial u}, \\ \mathfrak{K}_y'' &= \gamma \mathfrak{a}_x \frac{\partial \mathfrak{a}_y}{\partial x} + \gamma \mathfrak{a}_y \frac{\partial \mathfrak{a}_y}{\partial y} + \gamma \mathfrak{a}_z \frac{\partial \mathfrak{a}_y}{\partial z} + \gamma \mathfrak{a}_u \frac{\partial \mathfrak{a}_y}{\partial u}, \\ \mathfrak{K}_z'' &= \gamma \mathfrak{a}_x \frac{\partial \mathfrak{a}_z}{\partial x} + \gamma \mathfrak{a}_y \frac{\partial \mathfrak{a}_z}{\partial y} + \gamma \mathfrak{a}_z \frac{\partial \mathfrak{a}_z}{\partial z} + \gamma \mathfrak{a}_u \frac{\partial \mathfrak{a}_z}{\partial u}, \\ \mathfrak{K}_u'' &= \gamma \mathfrak{a}_x \frac{\partial \mathfrak{a}_u}{\partial x} + \gamma \mathfrak{a}_y \frac{\partial \mathfrak{a}_u}{\partial y} + \gamma \mathfrak{a}_z \frac{\partial \mathfrak{a}_u}{\partial z} + \gamma \mathfrak{a}_u \frac{\partial \mathfrak{a}_u}{\partial u}. \end{aligned}\right\} \qquad (4'')$$

Dieses Gleichungssystem kann man nach einfacher Umformung auch in folgender Weise schreiben:

1) G. Nordström, diese Zeitschr. **10**, 681, 1909.

Digitized by Google

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{K}_x'' &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma a_x^2 + \frac{\partial}{\partial y}\gamma a_x a_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma a_x a_z \\
&\quad + \frac{\partial}{\partial u}\gamma a_x a_u - a_x\Big\{\frac{\partial}{\partial x}\gamma a_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma a_y \\
&\quad + \frac{\partial}{\partial z}\gamma a_z + \frac{\partial}{\partial u}\gamma a_u\Big\}, \\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
\mathfrak{K}_u'' &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma a_u a_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma a_u a_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma a_u a_z \\
&\quad + \frac{\partial}{\partial u}\gamma a_u^2 - a_u\Big\{\frac{\partial}{\partial x}\gamma a_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma a_y \\
&\quad + \frac{\partial}{\partial z}\gamma a_z + \frac{\partial}{\partial u}\gamma a_u\Big\}.
\end{aligned}\right\} \quad (4a'')$$

Die letzte Gleichung erhält, wenn man die früheren Bezeichnungen einführt, die Form

$$\left.\begin{aligned}
-ic\,\mathfrak{K}_u'' &= c^2\Big\{\operatorname{div}\frac{\delta v}{\sqrt{1-q^2}} + \frac{\partial}{\partial t}\frac{\delta}{\sqrt{1-q^2}}\Big\} \\
&\quad - \frac{c^2}{\sqrt{1-q^2}}\Big\{\operatorname{div}\delta v + \frac{\partial \delta}{\partial t}\Big\};
\end{aligned}\right\} \quad (5'')$$

der Ausdruck in der letzten Klammer drückt gemäß (2) die Veränderung der Masse aus, die die Materie infolge Veränderung ihres Energieinhalts erleidet. Die drei ersten der Gleichungen (4a'') geben folgende Beziehung zwischen $\mathfrak{K}''$ und $\mathfrak{K}'$,

$$\mathfrak{K}'' = \mathfrak{K}' - \frac{v}{\sqrt{1-q^2}}\Big\{\operatorname{div}\delta v + \frac{\partial \delta}{\partial t}\Big\}. \quad (6)$$

Man kann leicht zeigen, daß der vierdimensionale Vektor $\mathfrak{K}''$ zum Vektor $\mathfrak{a}$ im Minkowskischen Sinne normal[1]) ist. Man findet nämlich aus (4'')

$$\begin{aligned}
&\mathfrak{K}_x''\,a_x + \mathfrak{K}_y''\,a_y + \mathfrak{K}_z''\,a_z + \mathfrak{K}_u''\,a_u \\
&= \gamma a_x \cdot \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}(a_x^2 + a_y^2 + a_z^2 + a_u^2) \\
&\quad + \gamma a_y \cdot \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}(\quad) + + ,
\end{aligned}$$

und da

$$a_x^2 + a_y^2 + a_z^2 + a_u^2 = -c^2,$$

so hat man

$$\mathfrak{K}_x''\,a_x + \mathfrak{K}_y''\,a_y + \mathfrak{K}_z''\,a_z + \mathfrak{K}_u''\,a_u = 0, \quad (7'')$$

d. h. die vierdimensionalen Vektoren $\mathfrak{K}''$ und $\mathfrak{a}$ sind zueinander normal.

Aus (7'') folgt

$$-ic\,\mathfrak{K}_u'' = \mathfrak{K}''v, \quad (8'')$$

und die Gleichung (5'') läßt sich schreiben

$$\left.\begin{aligned}
&\mathfrak{K}''v + \frac{c^2}{\sqrt{1-q^2}}\Big\{\operatorname{div}\delta v + \frac{\partial \delta}{\partial t}\Big\} \\
&= c^2\Big\{\operatorname{div}\frac{\delta v}{\sqrt{1-q^2}} + \frac{\partial}{\partial t}\frac{\delta}{\sqrt{1+q^2}}\Big\}.
\end{aligned}\right\} \quad (9'')$$

Diese Gleichung drückt den Energiesatz aus;

1) H. Minkowski, Gött. Nachr. 1908, S. 83.

bevor wir sie näher besprechen, wollen wir einige, den eben gefundenen entsprechende Gleichungen für $\mathfrak{K}'$ aufstellen. Man hat

$$\begin{aligned}
\mathfrak{K}_x'' &= \mathfrak{K}_x' - a_x\Big\{\frac{\partial}{\partial x}\gamma a_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma a_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma a_z \\
&\quad + \frac{\partial}{\partial u}\gamma a_u\Big\}, \\
\mathfrak{K}_x''\,a_x &= \mathfrak{K}_x'\,a_x - a_x^2\{\quad\},
\end{aligned}$$

und es ergibt sich

$$\left.\begin{aligned}
0 &= \mathfrak{K}_x'\,a_x + \mathfrak{K}_y'\,a_y + \mathfrak{K}_z'\,a_z + \mathfrak{K}_u'\,a_u \\
&\quad + c^2\Big\{\frac{\partial}{\partial x}\gamma a_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma a_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma a_z \\
&\quad + \frac{\partial}{\partial u}\gamma a_u\Big\}.
\end{aligned}\right\} \quad (7')$$

Die Beziehung zwischen den vierdimensionalen Vektoren $\mathfrak{K}''$ und $\mathfrak{K}'$ läßt sich also durch das folgende Gleichungssystem ausdrücken,

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{K}_x'' &= \mathfrak{K}_x' + \frac{a_x}{c^2}(\mathfrak{K}_x'\,a_x + \mathfrak{K}_y'\,a_y + \mathfrak{K}_z'\,a_z \\
&\quad + \mathfrak{K}_u'\,a_u), \\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
\mathfrak{K}_u'' &= \mathfrak{K}_u' + \frac{a_u}{c^2}(\mathfrak{K}_x'\,a_x + \mathfrak{K}_y'\,a_y + \mathfrak{K}_z'\,a_z \\
&\quad + \mathfrak{K}_u'\,a_u),
\end{aligned}\right\} \quad (10)$$

und diese Beziehung ist genau dieselbe wie die, welche nach Minkowski zwischen der ponderomotorischen Kraft und dem Vektor, den er mit K bezeichnet, besteht[1]).

Aus (7') ergibt sich für $-ic\,\mathfrak{K}_u'$

$$-ic\,\mathfrak{K}_u' = \mathfrak{K}'v + c^2\sqrt{1-q^2}\Big\{\operatorname{div}\delta v + \frac{\partial \delta}{\partial t}\Big\}, \quad (8')$$

und durch einen Vergleich mit (5') erhält man

$$\left.\begin{aligned}
&\mathfrak{K}'v + c^2\sqrt{1-q^2}\Big\{\operatorname{div}\delta v + \frac{\partial \delta}{\partial t}\Big\} \\
&= c^2\Big\{\operatorname{div}\frac{\delta v}{\sqrt{1-q^2}} + \frac{\partial}{\partial t}\frac{\delta}{\sqrt{1-q^2}}\Big\}.
\end{aligned}\right\} \quad (9')$$

Es sind nun über die Gleichungen (9'') und (9') einige Worte zu sagen. Die Gleichungen sollen, wie gesagt, den Energiesatz ausdrücken. Wenn man ein bestimmtes materielles Teilchen betrachtet und die Gleichungen mit dem Volumen dv des Teilchens multipliziert, so bedeutet

$$\begin{aligned}
&dv\,c^2\Big\{\operatorname{div}\frac{\delta v}{\sqrt{1-q^2}} + \frac{\partial}{\partial t}\frac{\delta}{\sqrt{1-q^2}}\Big\} \\
&= \frac{d}{dt}\Big\{\frac{c^2\delta}{\sqrt{1-q^2}}dv\Big\}
\end{aligned}$$

die zeitliche Veränderung der Größe

$$\frac{c^2\delta}{\sqrt{1-q^2}}dv,$$

1) H. Minkowski, l. c. S. 98, Ausdr. (98).

Digitized by Google

welche die mechanische Energie des Teilchens ausdrückt. Der Anteil

$$c^2 \delta \left\{ \frac{1}{\sqrt{1-q^2}} - 1 \right\} dv$$

ist bekanntlich die kinetische Energie; der übrige Teil

$$c^2 \delta \, dv$$

ist unabhängig von der Bewegung und könnte vielleicht materielle Energie genannt werden.

Es ist weiter

$$dv \left\{ \operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\} = \frac{d}{dt} (\delta \, dv)$$

die zeitliche Veränderung der Masse des Teilchens, die durch Veränderung seines Inhalts an materieller Energie stattfindet. Hierzu ist eine Energiezufuhr nichtmechanischer Natur (z. B. Wärmezufuhr) erforderlich, und es drückt das Glied

$$c^2 \sqrt{1-q^2} \left\{ \operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\} \quad \text{bzw.}$$

$$\frac{c^2}{\sqrt{1-q^2}} \left\{ \operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\}$$

in Gleichung (9′) bzw. (9″) diese Energiezufuhr (pro Volumen- und Zeiteinheit) aus.

Wenn man nicht ein bestimmtes materielles Teilchen betrachtet, sondern einen festen Ort ins Auge faßt, so hat man $\frac{\partial}{\partial t} \frac{c^2 \delta}{\sqrt{1-q^2}}$ als zeitliche Veränderung der mechanischen Energiedichte

$$\frac{c^2 \delta}{\sqrt{1-q^2}} = \psi''' \tag{11}$$

aufzufassen, und

$$\frac{c^2 \delta \mathfrak{v}}{\sqrt{1-q^2}} = \mathfrak{S}''' \tag{12}$$

als den mechanische Energiestrom, dessen Divergenz in der Energiegleichung auftritt. Dieser Energiestrom ist gleich der mit c^2 multiplizierten mechanischen Impulsdichte.

Die Gleichungen (9′) und (9″) kann man in das folgende Gleichungssystem vereinigen

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{div} \mathfrak{S}''' + \frac{\partial \psi'''}{\partial t} \\ &= \mathfrak{K}' \mathfrak{v} + c^2 \sqrt{1-q^2} \left\{ \operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\} \\ &= \mathfrak{K}'' \mathfrak{v} + \frac{c^2}{\sqrt{1-q^2}} \left\{ \operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\}. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Nun wollen wir uns zu der ponderomotorischen Kraft elektromagnetischen Ursprungs wenden. Auch andere ponderomotorische Kräfte können gleichzeitig auf die Materie wirken, die gesamte ponderomotorische Kraft, die die Bewegung hervorruft, ist also die Summe der elektromagnetischen und der nichtelektromagnetischen ponderomotorischen Kraft. Wir setzen

$$\mathfrak{K}' = \mathfrak{K}^{e'} + \mathfrak{K}^{n'}, \tag{14′}$$

$$\mathfrak{K}'' = \mathfrak{K}^{e''} + \mathfrak{K}^{n''}; \tag{14″}$$

der Index e soll die elektromagnetische ponderomotorische Kraft kennzeichnen, der Index n die nichtelektromagnetische.

Nach (7′) hat man

$$\mathfrak{K}_x' \mathfrak{a}_x + \mathfrak{K}_y' \mathfrak{a}_y + \mathfrak{K}_z' \mathfrak{a}_z + \mathfrak{K}_u' \mathfrak{a}_u = - c^2 \left\{ \operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\}.$$

Die Summe $\mathfrak{K}'_x \mathfrak{a}_x + \ldots$ ist also proportional mit der Massenveränderung

$$\operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t}.$$

Wir wollen annehmen, daß die einzige vorliegende Ursache zu dieser Massenveränderung die Entwicklung Joulescher Wärme ist. Wenn wir dann in der obigen Gleichung den elektromagnetischen und den nichtelektromagnetischen Anteil der ponderomotorischen Kraft voneinander trennen, so haben wir zu setzen

$$\left.\begin{aligned} &\mathfrak{K}_x^{e'} \mathfrak{a}_x + \mathfrak{K}_y^{e'} \mathfrak{a}_y + \mathfrak{K}_z^{e'} \mathfrak{a}_z + \mathfrak{K}_u^{e'} \mathfrak{a}_u \\ &\quad = - c^2 \left\{ \operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\}, \\ &\mathfrak{K}_x^{n'} \mathfrak{a}_x + \mathfrak{K}_y^{n'} \mathfrak{a}_y + \mathfrak{K}_z^{n'} \mathfrak{a}_z + \mathfrak{K}_u^{n'} \mathfrak{a}_u = 0, \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

denn die Massenveränderung kann bei der gemachten Annahme nur zu dem elektromagnetischen Kraftanteil in Beziehung stehen. Für $- i c \mathfrak{K}_u^{e'}$ ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} &- i c \mathfrak{K}_u^{e'} \\ &= \mathfrak{K}^{e'} \mathfrak{v} + c^2 \sqrt{1-q^2} \left\{ \operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\}. \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Da die Beziehung (10) zwischen $\mathfrak{K}''$ und $\mathfrak{K}'$ auch für ihre Teilkräfte gelten muß, so hat man

$$\left.\begin{aligned} &\mathfrak{K}^{e''} = \mathfrak{K}^{e'} - \frac{\mathfrak{v}}{\sqrt{1-q^2}} \left\{ \operatorname{div} \delta \mathfrak{v} + \frac{\partial \delta}{\partial t} \right\}, \\ &\mathfrak{K}^{n''} = \mathfrak{K}^{n'} = \mathfrak{K}^{n}. \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

Wie aus den im Anfang zitierten Aufsätzen von Abraham und mir hervorgeht, entsprechen den beiden Kraftbegriffen auch zwei verschiedene Ausdrücke für die Joulesche Wärme. Wenn man diese Wärme (pro Volumen- und Zeiteinheit gerechnet) mit Q' bzw. Q'' bezeichnet, so hat man

$$(1 - q^2) Q'' = Q' = \{ \mathfrak{E} + [\mathfrak{q} \mathfrak{B}] \} \mathfrak{J}, \tag{18}$$

wo $\mathfrak{E}$ die elektrische Kraft, $\mathfrak{B}$ die magnetische Erregung und $\mathfrak{J}$ der Leitungsstrom ist. Weiter ist nach der Abrahamschen Theorie

$$- i c \mathfrak{K}_u^{e'} = \mathfrak{K}^{e'} \mathfrak{v} + Q', \tag{19}$$

woraus nach (16) und (18) für die Massenveränderung sich ergibt

Digitized by Google

$$\operatorname{div}\delta\mathfrak{v}+\frac{\partial\delta}{\partial t}=\frac{1}{c^2\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}(\mathfrak{E}+[\mathfrak{q}\mathfrak{B}])\mathfrak{J}. \quad (20)$$

Die Energiegleichung für die elektromagnetischen Vorgänge läßt sich schreiben[1]):

$$-\operatorname{div}\mathfrak{S}^e-\frac{\partial\psi^e}{\partial t}=\mathfrak{K}^{e'}\mathfrak{v}+Q'=\mathfrak{K}^{e''}\mathfrak{v}+Q'', \quad (21)$$

wo $\mathfrak{S}^e$ der elektromagnetische Energiestrom und ψ^e die elektromagnetische Energiedichte ist. Durch Vereinigung der elektromagnetischen Energiegleichung mit der mechanischen (13) erhält man folgende Gleichung

$$\operatorname{div}(\mathfrak{S}^e+\mathfrak{S}''')+\frac{\partial}{\partial t}(\psi^e+\psi''')=\mathfrak{K}''\mathfrak{v}. \quad (22)$$

Diese Gleichung enthält die Arbeit der ponderomotorischen Kraft des elektromagnetischen Feldes nicht mehr, und gilt, weil $\mathfrak{K}''=\mathfrak{K}''$, für jeden der beiden Kraftbegriffe. Wie die Gleichung als Energiegleichung zu deuten ist, geht ja unmittelbar hervor.

Die Kraft $\mathfrak{K}''$ ist ja zu ihrer Natur unbestimmt. Die Arbeit derselben läßt sich nach meiner Ansicht nur wegen ungenügender Kenntnis der dieser Kraft zugrunde liegenden Naturgesetze nicht aus der Energiegleichung wegschaffen. Denn man darf wohl annehmen, daß alle Energie, sich kontinuierlich fortpflanzt und daß also, wenn sämtliche vorliegende Erscheinungen berücksichtigt sind, die Energiegleichung sich in die Form

$$\operatorname{div}\mathfrak{S}'+\frac{\partial\psi'}{\partial t}=0$$

schreiben läßt, wo $\mathfrak{S}'$ der totale Energiestrom und ψ' die totale Energiedichte ist. Wenn man aber den Kraftbegriff $\mathfrak{K}'$ annimmt, so scheint es mir Fälle zu geben, wo man den Energiesatz nicht durch eine solche Gleichung ausdrücken kann; ja nach meiner Meinung erhält man sogar Widersprüche mit dem Satze von der Erhaltung der Energie, und aus diesen Gründen kann ich den Kraftbegriff $\mathfrak{K}'$ nicht billigen. Diese Umstände treten sehr deutlich bei dem von mir früher in dieser Zeitschrift behandelten Beispiel[2]) hervor, und es mag deswegen die angeführte Theorie auf diesen speziellen Fall angewandt werden.

Es bewegt sich im leeren Raume eine unendlich große Scheibe gleichförmig und senkrecht zu ihrer Ebene, welche Scheibe von einem konstanten geradlinigen Leitungsstrom von der Dichte $\mathfrak{J}$ durchflossen ist (also $\mathfrak{J}$ senkrecht zu $\mathfrak{v}$). Dieselbe Richtung wie $\mathfrak{J}$ hat der ebenfalls konstante Vektor $\mathfrak{E}+[\mathfrak{q}\mathfrak{B}]$. Von dem die Scheibe umgebenden elektromagnetischen Felde wird jeder Abschnitt der Scheibe von der Basis einer Flächeneinheit die Energie

$$\frac{d}{1-\mathfrak{q}^2}(\mathfrak{E}+[\mathfrak{q}\mathfrak{B}])\mathfrak{J}$$

pro Zeiteinheit erhalten (d die Dicke der Scheibe). Pro Volumen- und Zeiteinheit kommt also die Energie

$$Q''=\frac{1}{1-\mathfrak{q}^2}(\mathfrak{E}+[\mathfrak{v}\mathfrak{B}])\mathfrak{J}.$$

Dieses Ergebnis ist unabhängig davon, ob man den Kraftbegriff $\mathfrak{K}'$ oder $\mathfrak{K}''$ benutzt. Das Schicksal aber, das diese Energie erleidet, ist in den beiden Fällen verschieden.

Wenn man sich, wie ich in dem zitierten Aufsatze, auf den Kraftbegriff $\mathfrak{K}''$ stützt, ist die Bewegung der Scheibe als kräftefrei anzusehen, und die Energie Q'' wird vollständig zur Erhöhung der Energie der Scheibe verbraucht. Die Energie Q'' ist entweder als Joulesche Wärme aufzufassen[1]), oder, da sich die Masse durch Wärmezufuhr gemäß (20) verändert, als Veränderung der mechanischen Energie $\frac{c^2\delta}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}$.

Wenn man dagegen, wie Abraham, den Kraftbegriff $\mathfrak{K}'$ benutzt, ist die auf die Scheibe wirkende Kraft nicht gleich null, und die Energie Q''

$$Q''=\mathfrak{K}'\mathfrak{v}+Q'$$

wird teils als Joulesche Wärme Q' verbraucht, teils als Arbeit der ponderomotorischen Kraft $\mathfrak{K}'$. Wohin geht aber die Energie

$$\mathfrak{K}'\mathfrak{v}=\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2(1-\mathfrak{q}^2)}(\mathfrak{E}+[\mathfrak{q}\mathfrak{B}])\mathfrak{J} \quad ?$$

Die kinetische Energie der Scheibe kann sie nicht vergrößern, denn das würde in Betracht der auch von Abraham angenommenen Beziehung (20) dem Ausdruck

$$c^2\delta\left(\frac{1}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}-1\right)$$

für die kinetische Energie widersprechen.

Da ich auch keine andere mögliche Erklärung dafür finde, was aus der Energie $\mathfrak{K}'\mathfrak{v}$ wird, so muß ich behaupten, daß ein Widerspruch mit dem Satze von der Erhaltung der Energie vorliegt. Da weiter dieser Widerspruch bei Annahme des Kraftbegriffes $\mathfrak{K}''$ nicht auftritt, so ist die Wahl zwischen den beiden Kraftbegriffen zugunsten $\mathfrak{K}''$ entschieden. Für die Joulesche Wärme ist natürlich dann der Wert Q'' als richtig anzusehen.

Die Abrahamschen Ausdrücke[2]) für pon-

1) Indem wir die Energiegleichung so schreiben, schließen wir den Minkowskischen Ausdruck für die ponderomotorische Kraft des elektromagnetischen Feldes von unseren Betrachtungen aus.

2) G. Nordström, l. c.

1) Vgl. hierbei die von mir in dem zitierten Aufsatz am Schluß gemachte Bemerkung.

2) M. Abraham, l. c.; Rend. Circ. Matem. Palermo, **28**, 1909.

Digitized by Google

deromotorische Kraft und Joulesche Wärme, die, wie gesagt, den Kraftbegriff $\mathfrak{K}'$ voraussetzen, kann ich aus den angeführten Gründen nicht billigen. Man kann aber dem Vektor, den Abraham als ponderomotorische Kraft des elektromagnetischen Feldes bezeichnet, dieselbe Bedeutung geben wie Minkowski dem Vektor, den er mit K bezeichnet. Wenn man so tut und die ponderomotorische Kraft dann so wie Minkowski bildet[1]), so erhält man für diese Kraft einen Ausdruck, der, soweit ich sehe, alle Forderungen füllt, die man an ihn zu stellen hat, und welcher Ausdruck sich nur durch das Glied (vgl. Gl. (15) und (20))

$$-\frac{\mathfrak{v}}{c^2(1-\mathfrak{q}^2)}\{\mathfrak{E}+[\mathfrak{q}\mathfrak{B}]\}\mathfrak{J}$$

von dem Abrahamschen unterscheidet. Hierin liegt nach meiner Meinung die Bedeutung des Abrahamschen Ausdruckes.

1) H. Minkowski, l. c. Ausdr. (98).

Helsingfors, 4. April 1910.

(Eingegangen 10. April 1910.)

Nachtrag. Herr Prof. Dr. M. Abraham hat mir in liebenswürdiger Weise brieflich Näheres über seinen Standpunkt mitgeteilt. Nach seiner Ansicht erleidet die bewegte Scheibe außer der Wärmezufuhr Q' noch eine Energiezunahme von der Größe $\mathfrak{K}'\mathfrak{v}$. Dann ist natürlich kein Widerspruch mit dem Energiesatz vorhanden, es bleibt aber die physikalische Bedeutung der Energiezunahme $\mathfrak{K}'\mathfrak{v}$ zu erklären, die allerdings ich nicht einsehen kann.

Helsingfors, 11. Mai 1910.

Absoluter Spannungsmesser für Spannungen von 10000 bis 180000 Volt.

Von A. Tschernyscheff.

Die bis jetzt existierenden Instrumente zur Messung hoher Spannungen weisen eine Reihe von Mängeln auf, welche sie zu genauen Messungen wenig geeignet machen. Wählt man Luft unter Atmosphärendruck als Isolator zwischen den einander anziehenden Teilen, so werden die Instrumente außerordentlich schwerfällig und verhältnismäßig unempfindlich, weil man dann bei sehr hohen Spannungen den Abstand zwischen den einander anziehenden Teilen sehr groß nehmen muß. Außerdem wirkt auf ihre Anzeigen die Ausströmung der Elektrizität, indem sie Luftströmungen erzeugt; bei der geringen Intensität der Anziehung kann dieser Umstand das Resultat der Messung stark verzerren. Der Ersatz der Luftisolation durch eine isolierende Flüssigkeit hat auch keine befriedigenden Resultate gegeben, denn solche Instrumente erfordern eine beschwerliche empirische Graduierung, die sich überdies noch in Abhängigkeit von einer ganzen Reihe von Umständen verändert. Diese Mängel konnten aber vermieden werden durch Anwendung eines (auf 10 Atm.) komprimierten Gases als isolierender Substanz zwischen den einander anziehenden Teilen.

Das vorliegende Instrument ist im wesentlichen eine elektrostatische Wage, wobei die elektrostatischen Anziehungskräfte zwischen den Scheiben A und B (Fig. 1) ausbalanciert werden durch die magnetische Anziehung zwischen den Spulen S und m, welche von demselben Strom durchflossen werden. Wenn die Stromrichtung in beiden Spulen die gleiche ist, so wird die eine Spule in die andere hineingezogen mit einer Kraft proportional dem Quadrat der Stromstärke:

$$F_1 = aJ^2 \quad (a = \text{Konstante}). \tag{1}$$

Anderseits ist die elektrostatische Anziehung der Scheiben aufeinander proportional dem Quadrate ihrer Potentialdifferenz:

$$F_2 = bV^2 \quad (b = \text{Konstante}). \tag{2}$$

Im Gleichgewicht ist:

$$aJ^2 = bV^2,$$

d. h.

$$V = cJ, \text{ wo } c = \sqrt{\frac{a}{b}}. \tag{3}$$

Für das vorliegende Elektrometer ist die gesuchte Potentialdifferenz gleich der Intensität des ausbalancierenden Stromes multipliziert mit einer Apparat-Konstante. Die Figuren zeigen den Bau des Instrumentes. Die Scheibe A bildet den beweglichen Teil (Diameter 60 mm), er ist umgeben vom Schutzring C (innerer Durchmesser 61 mm, äußerer 120 mm). Die unbewegliche Scheibe B (Durchmesser 120 mm), liegt gegenüber der beweglichen Scheibe A. Um die Potentialdifferenz in zwei Punkten zu messen, verbindet man A und C mit dem einen Punkt, B mit dem anderen. Damit bei der daraufhin erfolgenden Anziehung die Scheibe A nicht zu starke Schwingungen um ihre Gleichgewichtslage ausführe, ist ihr Spielbereich durch Anschläge eingeschränkt auf 0,4 mm nach unten und 0,05 mm nach oben. Die Scheibe A ist aufgehängt auf dem einen Arm des Wagebalkens u, auf dessen anderem Arm die Spule m schwebt. Zur Bestimmung des Gleichgewichts wird durchs Fenster w auf den Ablesespiegel a visiert. Der Strom wird der Spule S über die Kupferblättchen o durch zwei bewegliche Kontakte zugeführt, welche in die mit Quecksilber gefüllten Ebonitnäpfe t ein-

Digitized by Google

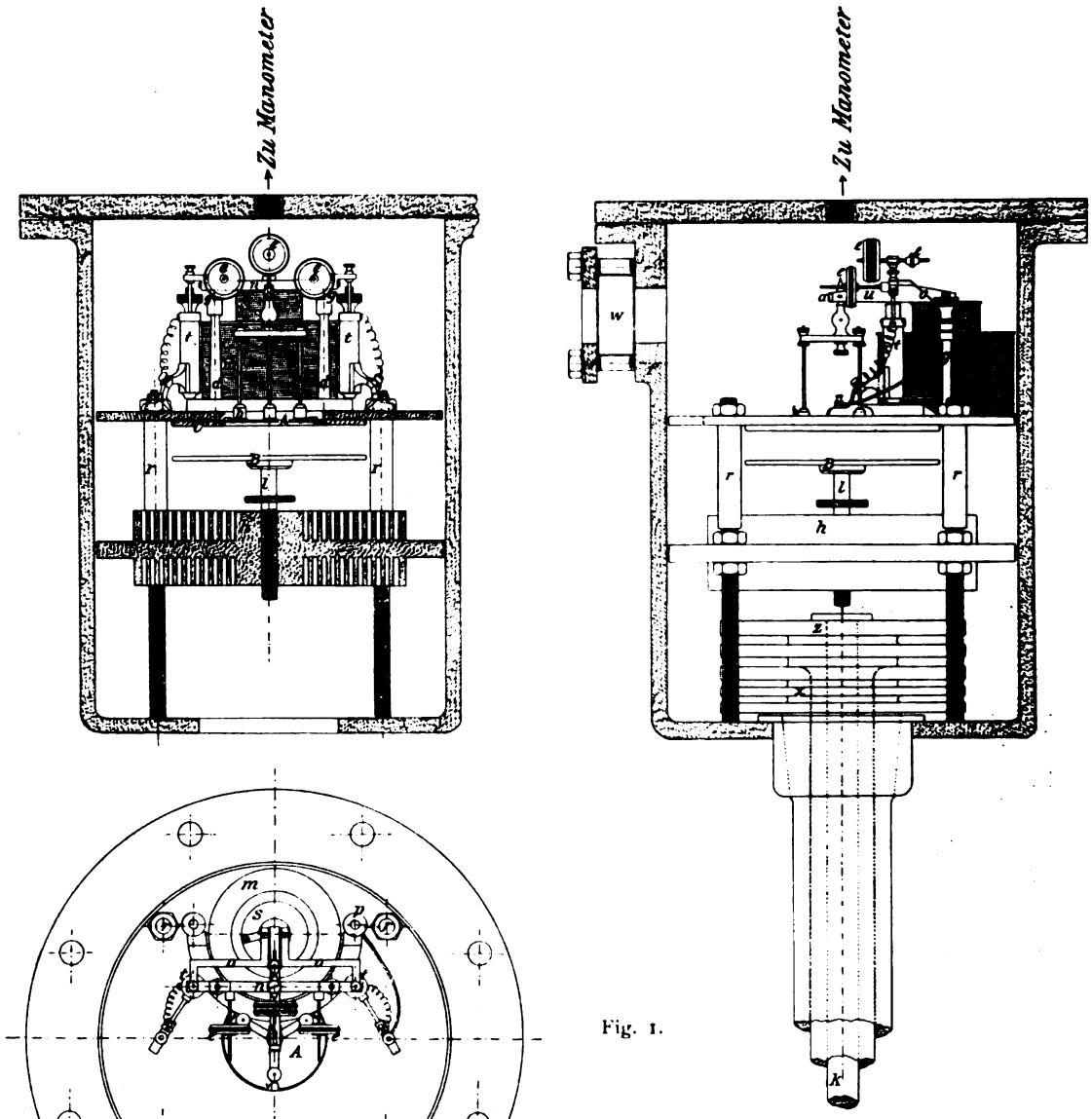


Fig. 1.

tauchen. Um seitliche Verschiebungen zu vermeiden, ist der Wagebalken nicht auf Prismen gelagert, sondern vermittelst des Querbalkens n auf Stahlspitzen g. Diese Art von Lagerung gestattet eine genauere Zentrierung der Scheibe A, als die Prismenlagerung. Die Spitzen g lagern auf Stahlschälchen, die auf den Säulen d befestigt sind. Die genaue Einregulierung der Spitzen g und der Schälchen erfolgt durch Stellschrauben, die auf der Photographie zu sehen sind. Die durch Schraubung zu verstellenden Gewichte c dienen zur Ausbalancierung der Spule S. Alle Teile des Apparates sind befestigt auf der Ebonitscheibe i, welche vermittelst der Ebonitstäbe r mit dem Ebonitkörper h verbunden ist. Auf dem letzteren ist die Scheibe B befestigt. Die jeweils erforderliche Distanz zwischen B und C wird mit Hilfe der Stellschraube l hergestellt. Um volle Parallelität der Scheiben herzustellen, dienen die Schrauben auf den Stäben r. Zur Verbesserung der Isolation ist der Ebonitkörper h mit ringförmigen Vertiefungen ausgestattet. Als normaler Abstand zwischen den Scheiben A und B wurde 20 mm gewählt.

Der ganze Apparat ist eingeschlossen in ein zylindrisches Gehäuse aus Messing (Durch-

Digitized by Google

messer 24 cm, Höhe 35 cm). Den Boden des Gehäuses durchsetzen zwei konzentrische Ebonitröhren x und z; im Zwischenraum zwischen ihnen befindet sich eine dünne Messingröhre. Die Röhre z umschließt den Messingstab k, welcher der Scheibe B ihr Potential zuführt. Der Kopf der Röhren x und z ist wieder zur Verbesserung der Isolation mit ringförmigen Ausbuchtungen versehen.

Die Ingangsetzung und Graduierung des Apparates geschieht folgendermaßen:

1. Horizontale Einstellung der Scheibe B.

2. Parallele Einstellung und Zentrierung der Scheibe A, vermittelst Einregulierung der Spitzen g und der Schälchen auf den Säulen d.

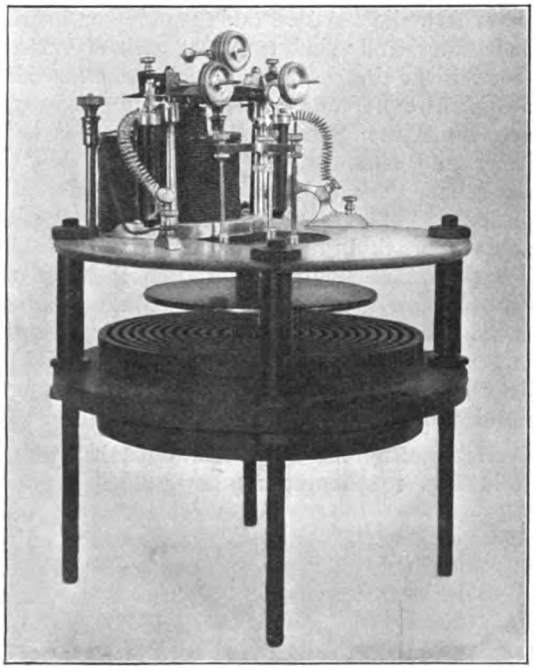


Fig. 2.

3. Bestimmung der Spiegelstellung und Scheibendistanz für Nullstellung.

4. Ausbalancierung der Spule S vermittelst der Gegengewichte l.

5. Ermittlung der Konstante c in Formel (3).

Zu diesem Zweck bestimmt man zunächst die Konstante a (Formel 1), indem man auf die Scheibe A eine Reihe bekannter Gewichte legt und die Stromstärken mißt, die zu ihrer Ausbalancierung erforderlich sind. Die Konstante b in Formel (2) bestimmt sich durch Rechnung aus den Dimensionen des Apparates und der Dielektrizitätskonstante des verwendeten Gases (Luft oder Sauerstoff) bei dem gewählten Druck (etwa 10 Atm.).

Bei der Bestimmung der Konstante a wurde ein Westonsches Etalon-Amperemeter benutzt, das noch einen Strom von $^1/_{1000}$ Ampere abzulesen gestattet bei einem Messungsbereich von 0—1,5 Ampere, und einen Strom von $^1/_{100}$ Ampere bei einem Messungsbereich bis 15 Ampere. Als Stromquelle diente eine Akkumulatorenbatterie von 110 Volt und 330 Amperestunden-Kapazität. Es ergaben sich bei einer Reihe von Messungen folgende Werte der Konstante a:

Gewichte gr	Stromstärke Ampere	Konstante a
0,5	0,832	0,7223
1,0	1,177	0,7218
1,5	1,4415	0,7219
5,0	2,63	0,7228
10,0	3,72	0,7225
20,0	5,26	0,7228
50,0	8,32	0,7223
	Mittel	0,7223

Zur Berechnung der Konstante b vermittelst der Formel:

$$b = S \cdot \frac{k}{4\pi l^2},$$

wurde die Oberfläche S ausgemessen zu

$$S = \frac{\pi (6{,}05)^2}{4} = 28{,}748.$$

Die Entfernung l zwischen den Scheiben A und B war 2,00 cm.

Der Wert der Dielektrizitätskonstante für Luft bei 10 Atm. wurde den Messungen von Tangl[1]) entnommen:

$$k = 1{,}005405.$$

Dies gibt für b den Wert:

$$b = 0{,}00029307,$$

und für C den Wert:

$$C = 14897 \pm 19 \text{ Volt}.$$

Der beschriebene Apparat wurde für Wechselstrom bis 130000 effektive Volt (etwa 180000 maximale Volt) geprüft mit Hilfe eines Transformators von 10 kw Leistung. Die Handhabung machte keine wesentlichen Schwierigkeiten.

Das vorliegende Meßinstrument hat folgende charakteristische Eigenschaften:

I. Es ist für Spannungen von 10000 bis 180000 Volt bestimmt.

II. Da der Wert der Dielektrizitätskonstante eines Gases von der Frequenz des Wechselstromes nicht abhängt, so ist das Instrument ebensowohl für Wechselstrom- als für Gleichstrommessung geeignet und eine Änderung der anfänglichen Graduierung im Lauf der Zeit tritt nicht ein.

III. In dem verdichteten Gas stellt sich eine Ausströmung der Elektrizität nur erst bei außer-

1) Ann. d. Phys. **26**, 59, 1908.

Digitized by Google

ordentlich hohen Spannungen ein; außerdem übt sie dann keinen irgendwie merklichen Einfluß auf das Messungsresultat aus, weil die elektrostatische Anziehung sehr beträchtlich ist (sie erreicht 70—100000 Dyn).

IV. Der geringe Abstand zwischen den einander anziehenden Teilen gestattet die bewegliche Scheibe mit einem Schutzring zu umgeben und so das Instrument zu einem absoluten Spannungsmesser zu machen. Letzterer Umstand ist deshalb besonders wichtig, weil für Spannungsgebiete von 100000 bis 180000 Volt bisher keine absoluten Spannungsmesser existieren.

V. Der verhältnismäßig geringe Abstand zwischen den einander anziehenden Teilen (2 cm) gestattet die Empfindlichkeit des Apparates sehr hoch zu steigern. Eine meßbare Verschiebung tritt schon bei 10 mgr Gewicht ein, was einer Zusatzspannung

von 100 Volt (etwa) bei 20000 Volt,
von 10 Volt (etwa) bei 180000 Volt.

Die Genauigkeit des Absolutwertes der Spannung wird durch die Konstante C bestimmt, was im wesentlichen auf die Messung des Abstandes zwischen den anziehenden Teilen hinausläuft. Spannungen über 25000 Volt können auf 0,3 Proz. genau gemessen werden.

St. Petersburg, Elektrotech. Laboratorium des Polytechn. Instituts.

(Aus dem Russischen übersetzt von P. Ehrenfest.)
(Eingegangen 10. April 1910.)

Über neue Resonanzerscheinungen in Wechselstromkreisen.

Von O. Martienssen.

I. Theoretischer Teil.

Sind in einem Wechselstromkreise ein Kondensator und eine reine Selbstinduktion, z. B. eine wirbelstromfreie Drahtspule ohne Eisen, in Reihe geschaltet, so tritt bekanntlich Resonanz ein, wenn der induktive Widerstand gleich dem Kapazitätswiderstand wird; dann hat die effektive Stromstärke ihren höchsten Wert und ist nach dem Ohmschen Gesetze aus Spannung und Widerstand gegeben. Die Spannung am Kondensator und an der Selbstinduktion sind dann im allgemeinen höher als die Außenspannung.

Sind die genannten Widerstände nicht gleich, so bestimmt sich die effektive Stromstärke nach der bekannten Gleichung

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)^2}}, \qquad (1)$$

wo R, C und L Widerstand, Kapazität und Selbstinduktion bedeuten, und $\omega = 2\pi n$ die Frequenz mißt. Hat die Spannungskurve sinusförmigen Verlauf, so ist dies auch bei der Stromkurve der Fall. Ist die Spannungskurve nicht sinusförmig, so erhält man die Stromkurvenform, wenn man die Spannungskurve in Partialschwingungen zerlegt und für jede die zugehörige Partialschwingung des Stromes nach Gleichung (1) berechnet.

Diese einfachen und bekannten Verhältnisse treffen indessen in der Praxis meistens nicht zu, weil die gebräuchlichen Selbstinduktionen aus Drosselspulen mit Eisen bestehen, die einerseits Wirbelstrom enthalten, andererseits eine variable Permeabilität besitzen. Stromkreise dieser Art, die für die Praxis gerade von größter Bedeutung sind, sind trotzdem meines Wissens bisher nicht eingehend untersucht worden. Herr Benischke[1]) nimmt bei seinen Untersuchungen eine konstante Permeabilität an und kommt daher zu Resultaten, die nur teilweise den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen, die aber gerade die interessantesten Erscheinungen nicht zum Ausdruck bringen. Demgegenüber soll in dieser Untersuchung die Veränderlichkeit der Permeabilität des Eisens mit der Magnetisierung berücksichtigt werden, und wir werden finden, daß wir zu Erscheinungen kommen, die in vieler Hinsicht von den bekannten Erscheinungen abweichen.

Der Stromkreis, den wir untersuchen wollen, ist in Fig. 1 schematisch dargestellt:

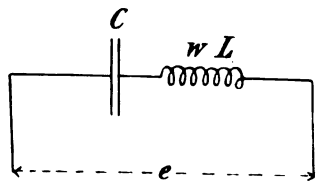


Fig. 1.

Ein Kondensator C liegt in Serie mit einer Drosselspule, die einen Ohmschen Leitungswiderstand w besitzt. Vom Skineffekt, also einer event. Änderung dieses Widerstands mit der Periode soll abgesehen werden. An diesen Stromkreis sei eine Wechselspannung von sinusförmigem Verlauf

$$e = E \sin \omega t$$

gelegt; der effektive Wert der Spannung sei E. Wir wollen untersuchen, wie die Stromstärke i

1) Dr. Benischke: Zeitschrift für Elektrotechnik und Maschinenbau, Wien 1907, Heft 33.

Digitized by Google

von der Spannung, der Frequenz und den Eigenschaften des Stromkreises abhängt.

Zur Vereinfachung der Aufgabe wollen wir annehmen, daß der Eisenkern der Drosselspule vollkommen geschlossen ist und die Streuung desselben vernachlässigt werden kann. Die Windungszahl der Drosselspule sei n und die Anzahl der Kraftlinien im Eisenkern N.

Wir erhalten dann für die Spannungen ohne weiteres die Differentialgleichung

$$e = i \cdot w + \frac{1}{C} \int i\,dt + n \cdot \frac{dN}{dt}, \qquad (2)$$

die besagt, daß die Summe aller im Stromkreise auftretenden Spannungen in jedem Augenblick o sein muß. Messen wir die Spannung in Volt, den Strom in Ampere und den Widerstand in Ohm, so ist die Kapazität C in Farad und die Kraftlinienzahl N in 10^8 C.G.S.-Einheiten auszudrücken. In der Gleichung ist $i \cdot w$ der Spannungsverlust durch Ohmschen Widerstand, $\frac{1}{C} \int i\,dt$ die Spannung am Kondensator und $n \cdot \frac{dN}{dt}$ die in der Drosselspule induzierte Spannung.

Um aus Gleichung (2) den Strom i als Funktion der Spannung e zu finden, ist es zunächst nötig, die Kraftlinienzahl N durch i auszudrücken.

Die Magnetisierung des Eisens wird nun bedingt einmal durch den Strom i selbst und sodann durch die im Eisen induzierten Wirbelströme. Wir wollen uns indessen die tatsächlich vorhandenen Wirbelströme ersetzt denken durch einen dieselbe magnetische Wirkung hervorrufenden Wirbelstrom i_s, welcher den Eisenkern einmal umkreist und dessen geschlossene Bahn den Ohmschen Widerstand ϱ besitzt. Der Widerstand ϱ ist experimentell bestimmbar, wie weiter unten gezeigt werden soll. Wir haben demnach durch Wirbelstrom die Amperewindungen i_s. Daß es zulässig ist, nur eine Windung anzunehmen, geht ohne weiteres daraus hervor, daß die Amperewindungen dieselben bleiben, auch wenn wir annehmen, daß der Wirbelstrom in mehreren Windungen n_s den Eisenkern umläuft. Der Widerstand dieser n_s-Windungen, die dann in Serie statt parallel geschaltet sind, wäre nämlich $n_s^2 \cdot \varrho$ und der die n_s-Windungen durchfließende Strom $\frac{1}{n_s} \cdot i_s$ bei derselben Kraftlinienzahl. Die Amperewindungen wären also wieder $\frac{1}{n_s} \cdot i_s \cdot n_s = i_s$. Hierbei ist allerdings angenommen, daß die Wirbelströme keine wesentliche Ungleichmäßigkeit in der Magnetisierung des ganzen Eisenquerschnittes hervorbringen, wie es bei lamellierten Eisenkernen tatsächlich auch nicht der Fall ist. Führen wir den so definierten Wirbelstrom ein, so haben wir:

$$N = 10^{-9} \frac{4\pi \cdot q}{l} \mu \{ni + i_s\}. \qquad (3)$$

Hier bedeutet q der Querschnitt des Eisenkerns, l die mittlere Länge desselben und μ die magnetische Permeabilität.

Aus dieser Gleichung können wir i_s eliminieren. Da der Strom i_s in sich kurz geschlossen ist, besteht nämlich für den Wirbelstromkreis die Spannungsgleichung:

$$o = i_s \cdot \varrho + \frac{dN}{dt}$$

also

$$i_s = -\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{dN}{dt}. \qquad (4)$$

Setzen wir diesen Wert in Gleichung (3) ein, so erhalten wir

$$N = 10^{-9} \frac{4\pi q}{l} \mu \left\{ni - \frac{1}{\varrho} \frac{dN}{dt}\right\}$$

oder wenn wir der Abkürzung halber setzen

$$\lambda = 10^{-9} \frac{4\pi q}{l}$$

$$\frac{dN}{dt} + \frac{\varrho}{\lambda \mu} N = \varrho \cdot n \cdot i. \qquad (5)$$

Aus dieser Gleichung (5) ist demnach N als Funktion von i gegeben und es kann dann, in Gleichung (2) eingesetzt, aus dieser letzteren i als Funktion von e bestimmt werden.

Die Gleichung (5) ist indessen analytisch nicht ohne weiteres lösbar, da sie den Faktor μ enthält, der selbst eine nicht analytisch ausdrückbare Funktion von N ist.

Trotzdem lassen sich die Gleichungen auswerten, wenn wir annehmen, daß μ für eine kleine Zeit t konstant bleibt. Das erhaltene Resultat ist dann für diese kleine Zeit t richtig. Für den nächstfolgenden Zeitmoment müssen wir in unserem Resultat das für diesen Moment gültige μ einsetzen und so fort; auf diese Weise erhalten wir die für bestimmte Zeiten gültigen Werte von i, die wir dann graphisch zu einer Kurve zusammensetzen können, die uns den Verlauf von i mit der Zeit angibt.

Unter Annahme eines konstanten μ können wir nämlich setzen

$$\left.\begin{aligned} e &= E \sin \omega t, \quad i = \bar{J} \sin(\omega t + \varphi), \\ N &= \bar{N} \sin(\omega t + \varphi - \psi). \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Hier ist φ die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung und ψ die Phasenverschiebung des Magnetfeldes gegen den Strom.

Um zunächst N und ψ zu bestimmen, setze ich die Werte in Gleichung (5) ein und erhalte

Digitized by Google

$$\omega \bar{N} \cos(\omega t + \varphi - \psi) + \frac{\varrho}{\lambda \mu} \bar{N} \sin(\omega t + \varphi - \psi) = \varrho \cdot n \cdot \bar{J} \sin(\omega t + \varphi)$$

eine Gleichung, die für jedes t identisch erfüllt sein muß. Setze ich

$$\omega t + \varphi - \psi = 0, \quad \text{also} \quad \omega t = \psi - \varphi,$$

so folgt

$$\omega \bar{N} = \varrho \cdot n \bar{J} \sin \psi$$

und

$$\omega t + \varphi - \psi = \frac{\pi}{2}, \quad \text{also} \quad \omega t = \frac{\pi}{2} + \psi - \varphi,$$

so folgt

$$\frac{\varrho}{\lambda \cdot \mu} N = \varrho \cdot n \bar{J} \cos \psi,$$

aus diesen beiden Gleichungen ergibt sich durch Division

$$\operatorname{tg} \psi = \mu \cdot \omega \frac{\lambda}{\varrho} \tag{7}$$

und ferner

$$\bar{N} = \bar{J} \frac{\lambda \cdot n \cdot \mu}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}}, \tag{8}$$

so daß also

$$N = \bar{J} \frac{\lambda \cdot n \cdot \mu}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}} \sin(\omega t + \varphi - \psi). \tag{9}$$

Aus Gleichung (9) erkennt man, daß das Feld durch Wirbelstrom geschwächt und in der Phase verschoben wird. Bei gutem lamellierten Eisen ist indessen ψ stets klein und die Feldschwächung in erster Annäherung zu vernachlässigen, sobald die Frequenz die in der Wechselstromtechnik übliche Größe nicht überschreitet.

Setzen wir den in Gleichung (9) gefundenen Wert für N in Gleichung (2) ein, so erhalten wir die Lösung derselben. Zunächst bekommen wir durch Differentiation nach t:

$$\frac{de}{dt} = w \cdot \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i + n \frac{d^2 N}{dt^2}.$$

Die Einsetzung der Werte für e, i und N ergibt die identisch zu erfüllende Gleichung:

$$\omega \cdot \bar{E} \cos \omega t = \omega \cdot w \bar{J} \cos(\omega t + \varphi) + \frac{1}{C} \bar{J} \sin(\omega t + \varphi) - \omega^2 n \bar{J} \frac{\lambda n \cdot \mu}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}} \sin(\omega t + \varphi)$$

aus derselben erhält man für

$$\omega t = -\varphi,$$

$$\omega \cdot \bar{E} \cos \varphi = \omega \cdot w \cdot \bar{J} + \bar{J} \frac{\omega^2 n^2 \lambda \mu}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}} \sin \psi$$

und für

$$\omega t = \frac{\pi}{2} - \varphi,$$

$$\omega \cdot \bar{E} \sin \varphi = \frac{1}{C} \cdot \bar{J} - \bar{J} \frac{\omega^2 n^2 \lambda \mu}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}} \cos \psi.$$

Setze ich nun

$$R = w + \frac{\omega \cdot n^2 \lambda \mu}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}} \sin \psi \tag{10}$$

und

$$L = \frac{n^2 \lambda \mu}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}} \cos \psi, \tag{11}$$

so erhält man

$$\bar{E} \cos \varphi = \bar{J} R,$$

$$\bar{E} \sin \varphi = \bar{J} \left(\frac{1}{C \omega} - L \omega \right)$$

und daraus

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{R} \left(\frac{1}{C \omega} - L \omega \right), \tag{12}$$

ferner

$$\bar{J} = \frac{\bar{E}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C \omega} - L \omega \right)^2}},$$

also

$$i = \frac{\bar{E}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C \omega} - L \omega \right)^2}} \sin(\omega t + \varphi). \tag{13}$$

Man erkennt demnach, daß sich der Strom i durch dieselbe Gleichung (1) darstellen läßt, die für wirbelstromfreie Selbstinduktionen gilt, wenn nur L und R eine etwas modifizierte Bedeutung erhalten. Die Ausdrücke für L und R lassen sich vereinfachen, wenn wir setzen

$$\sin \psi = \frac{\operatorname{tg} \psi}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi}} = \frac{\omega \lambda \mu}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}}$$

und

$$\cos \psi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}}$$

und erhalten:

$$R = w + \omega^2 n^2 \frac{\lambda^2 \mu^2}{\varrho \left(1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2} \right)} \text{ Ohm} \tag{14}$$

und

$$L = n^2 \frac{\lambda \mu}{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}} \text{ Henry}. \tag{15}$$

Man erkennt demnach, daß der Wirbelstrom

Digitized by Google

den scheinbaren Widerstand vergrößert, dagegen die Selbstinduktion ein wenig verkleinert. Bei Eisenkernen aus Dynamoblech ist für fast die ganze Magnetisierungskurve (mit Ausnahme des Stückes der absteigenden Magnetisierung, das die Ordinatenachse schneidet und für welches μ durch den Wert unendlich geht) $\omega^2\mu^2\frac{\lambda^2}{\varrho^2}$ gegen die eins zu vernachlässigen, und außerdem der Widerstand w im Ausdruck für R zu vernachlässigen; man hat somit angenähert

$$R \sim \omega^2 n^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho} \qquad (14a)$$

und

$$L \sim n^2 \lambda \cdot \mu . \qquad (15a)$$

Es ist demnach angenähert R proportional dem Quadrat der Permeabilität und der Frequenz, L proportional der Permeabilität und unabhängig von der Frequenz. Da die Permeabilität mit zunehmendem Magnetisierungsstrom zunächst steigt, dann sehr stark fällt, ist auch R und L entsprechend von der Stromstärke abhängig und zwar sind die Änderungen von R wesentlich stärker als L.

R wird bestimmt durch den fiktiven Wirbelstromwiderstand ϱ. Dieser ist der Messung ohne weiteres zugänglich, da er in direkter Beziehung zur sogenannten „Wirbelstrom-Verlustziffer" Z_ω des verwandten Eisen steht. Diese ist die durch Wirbelstrom in Wärme verwandelte Leistung in Watt pro kg Eisen, wenn dieses sinusförmig bis zu $B_{max} = 10000$ 50 mal pro Sekunde magnetisiert wird. Bei $\overline{N} = 10000\,q$ ist demnach die gesamte in unserem Eisenkern verbrauchte Leistung

$$\frac{q \cdot l \cdot 7{,}7}{1000} \cdot Z_\omega ,$$

wo $q \cdot l \cdot 7{,}7$ das Gewicht des Eisenkerns in kg ist und das spezifische Gewicht $\sigma = 7{,}7$ gesetzt ist. Andererseits ist diese Leistung

$$J_s^2 \cdot \varrho ,$$

wo J_s der effektive Wert des Wirbelstromes i_s ist. Wir haben also

$$\varrho = \frac{Z_\omega}{J_s^2} \cdot \frac{q \cdot l \cdot 7{,}7}{1000} .$$

Da nun nach Gleichung (4):

$$i_s = -\frac{1}{\varrho}\frac{dN}{dt} ,$$

erhalten wir für

$$N = q \cdot 10000 \cdot 10^{-8} \cdot \sin 2\pi \cdot 50 \cdot t$$

$$J_s = \frac{q}{\varrho}\frac{2\pi}{\sqrt{2}} \cdot 50 \cdot 10^{-4} ,$$

dies eingesetzt ergibt:

$$\varrho = \frac{0{,}0638}{Z_\omega} \cdot \frac{q}{l} \text{ Ohm.} \qquad (16)$$

Hieraus folgt

$$\frac{\lambda}{\varrho} = 10^{-9}\,\frac{4\pi}{0{,}0638} Z_\omega . \qquad (17)$$

Es ist demnach in den Ausdrücken (14) und (15) für R und L der Quotient $\frac{\lambda}{\varrho}$ nur von der Verlustziffer des Eisens abhängig, und ist diese maßgebend, wieweit die in Gleichungen (14a) und (15a) gemachten Vernachlässigungen zulässig sind. Eingesetzt ergibt sich durch die Verlustziffer ausgedrückt:

$$R = w + \omega^2 n^2 \mu^2 \frac{q}{l} \cdot Z_\omega \frac{2{,}48 \cdot 10^{-15}}{1 + 38{,}7 \cdot 10^{-15} \cdot \omega^2 \mu^2 Z_\omega^2} \qquad (14b)$$

und

$$L = n^2 \mu \frac{q}{l} \frac{12{,}55 \cdot 10^{-9}}{1 + 38{,}7 \cdot 10^{-15} \omega^2 \mu^2 Z_\omega^2} . \qquad (15b)$$

Diese Werte sind der Rechnung ohne weiteres zugänglich.

Ist in unserem Stromkreise der Kondensator kurzgeschlossen, so folgt aus Gleichung (12)

$$\operatorname{tg} \varphi = \omega \frac{L}{R} .$$

Die letztgefundenen Werte von R und L eingesetzt, gibt unter Vernachlässigung von w:

$$\operatorname{tg} \varphi = c \frac{1}{\omega \cdot \mu Z_\omega} ,$$

wo c ein Zahlenfaktor.

Hieraus folgt, daß die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung an einer eisengeschlossenen Drosselspule unabhängig ist von den Dimensionen derselben, und um so größer, je kleiner die Permeabilität des Eisens.

Die Gleichungen (13), (14) und (15) bestimmen die Stromstärke i als Funktion der Spannung e, wenn die Permeabilität μ konstant ist. Indessen geben sie auch bei variablem μ die Mittel an die Hand, auf graphischem Wege den Verlauf von i zu erhalten.

Zu diesem Zwecke kombinieren wir Gleichung (13) mit Gleichung (9), indem wir in letztere den Wert von J aus Gleichung (13) einsetzen und erhalten:

$$\left.\begin{aligned} N = & \frac{\bar{E}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)^2}} \\ & \cdot \frac{\lambda \cdot n \cdot \mu}{\sqrt{1 + \omega^2 \mu^2 \frac{\lambda^2}{\varrho^2}}} \sin(\omega t + \varphi - \psi) . \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

Jetzt nehmen wir eine Reihe aufeinanderfolgende Werte von μ an und berechnen aus Gleichung (14) und (15) die zugehörigen Werte von R und L, nach Gleichung (7) die Werte

Digitized by Google

von ψ und nach Gleichung (12) die Werte von φ. Ferner suchen wir in der Magnetisierungskurve die den Werten von μ entsprechenden Werte von N. Sodann können wir nach Gleichung (18) die Zeiten „t" berechnen, die diesen Werten von N und μ entsprechen und erhalten somit den Verlauf von N mit der Zeit für ein gegebenes $\bar{E}$ bzw. $E = \frac{\bar{E}}{\sqrt{2}}$. Diese Werte der Zeit in Gleichung (13) eingesetzt, geben den Verlauf des Stromes mit der Zeit. Aus der Stromkurve läßt sich dann der Effektivwert des Stromes finden, welcher der gegebenen effektiven Spannung E entspricht.

Diese Rechnungsmethode ist umständlich, gibt indessen die vollständige Lösung des Problems für gegebene Abmessungen des Kondensators und der Drosselspule und berücksichtigt auch die Hysteresis des Eisens, wenn die korrespondierenden Werte von μ und N der statisch aufgenommenen Hysteresisschleife des benutzten Eisens entnommen werden. Sie läßt ferner sofort die wichtigste Eigenschaft unseres Stromkreises erkennen:

Da die magnetische Permeabilität μ mit der Magnetisierung erst zunimmt und dann wieder abnimmt sowohl auf dem aufsteigenden Ast als auch auf dem absteigenden Ast der Magnetisierungskurve, so gibt es für eine bestimmte Wertereihe von μ für jeden Ast zwei korrespondierende Wertereihen von N. Diese in Gleichung (16) eingesetzt, ergeben auch zwei Wertereihen von t, und diese zwei verschiedene Stromkurven von i, welche für dieselbe Spannung E möglich sind. Da beiden Stromkurven auch verschiedene effektive Werte entsprechen, haben wir das überraschende Resultat, daß in unserem Stromkreise im allgemeinen bei einer gegebenen Spannung und Frequenz zwei Stromstärken möglich sind. Die Gleichung (18) gibt gleichzeitig darüber Aufschluß, wann dies möglich ist: da nämlich der Sinus stets kleiner als eins ist, muß das sinusfreie Glied der rechten Seite stets größer als N sein. Genügen beide Wertereihen von N dieser Bedingung, so sind zwei Stromstärken möglich; wenn nur eine diese Bedingung erfüllt, so haben wir auch nur eine Stromstärke. Werte von μ, für welche N diese Bedingung gar nicht erfüllt, können nicht vorkommen.

Ohne diese Rechnung näher durchzuführen, können wir ohne weiteres aus den Gleichungen (13), (14) und (15) folgende Eigentümlichkeiten des Stromes in unserem Stromkreis entnehmen:

1. In Gleichung (13) erscheint der Strom dargestellt als eine Sinusfunktion der Zeit, multipliziert mit einem „Kennfaktor", der selbst eine Funktion der Zeit ist. Daraus folgt, daß die Variation von μ eine Verzerrung der Stromkurve herbeiführt und diese auch bei sinusförmig verlaufender Spannung wesentlich andere Form annimmt.

2. Da positiven und negativen Werten von N gleiche Werte von μ zukommen, so folgt, daß die Stromkurve symmetrisch zur Abszissenachse bleiben muß. Dies bedingt, daß der Strom keine Gleichstromkomponente besitzt, und in einer Fourierschen Reihe dargestellt, nur Glieder mit ungerader Ordnungszahl enthalten kann.

3. Die Hysteresis bewirkt, daß gleichen Werten von N bei steigender und fallender Magnetisierung verschiedene Permeabilitäten zukommen, und ruft dadurch eine Unsymmetrie zur Ordinatenachse hervor. Da nun R sowohl als L sich mit μ in gleicher Richtung ändern, hängt es von den Konstanten der Drosselspule ab, ob der Nenner der Gleichung (13) bei höherem μ größer oder kleiner ist. Es ist demnach nicht ohne weiteres anzugeben, ob das Maximum des Stromes sich nach der einen oder anderen Richtung hin verschiebt, während bei Stromkreisen ohne Kondensator das Maximum stets nach der Seite des abfallenden i hin verschoben wird.

4. Sehen wir von dieser Unsymmetrie der Stromkurve ab, so können wir die charakteristischen Formen derselben aus folgenden Überlegungen erkennen:

Es sei $L \cdot \omega$ verhältnismäßig groß gegen $\frac{1}{C\omega}$, so daß bei normaler Magnetisierung $\left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)^2$ mit L ab- bzw. zunimmt. Bei geringer Magnetisierung nimmt μ mit der Magnetisierung zu, also auch R und L und der Nenner im Ausdruck von i. Der Strom bleibt demnach kleiner als der Sinuskurve entspricht und die Stromkurve erscheint abgeflacht. Bei weiterer Steigerung der Magnetisierung nimmt μ wieder ab, und demnach auch R und L; dies bedingt eine Abnahme des Nenners und ein steileres Ansteigen der Stromkurve. Da der stärkere Strom eine stärkere Magnetisierung bedingt, wird die Stromkurve fortgesetzt steiler, bis schließlich $L\omega$ den Wert von $\frac{1}{C\omega}$ erreicht und in dem Werte von R der konstante Ohmsche Widerstand w maßgebend wird. Dann nimmt der Nenner mit zunehmender Magnetisierung wieder zu und die Kurve flacht sich wieder ab. Wir erhalten demnach die charakteristische Stromkurve, Fig. 2, als Zeichen der Resonanzwirkung zwischen Selbstinduktion und Kapazität.

Digitized by Google

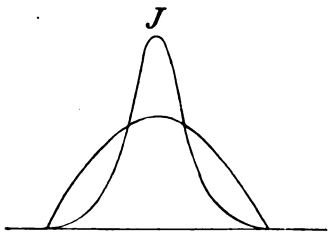


Fig. 2.

während bei reiner Selbstinduktion die Sinuskurve für Resonanz charakteristisch ist, selbst bei beliebig verlaufender Spannung. Da der Widerstand w in der Praxis fast immer verschwindend klein ist, erkennt man, daß bei genügend großer Windungszahl und Querschnitt der Drosselspule der Strom ungemein große Werte annehmen kann und einen sehr spitzen Verlauf bekommt. Dieser spitze Verlauf bedingt ein starkes Hervortreten höherer harmonischer Glieder, die unter Umständen die Grundschwingung überwiegen und den Anschein erwecken, als wäre der Strom in einen solchen höherer Frequenz verwandelt.

Bedingung für das Auftreten dieser Stromkurvenform ist einmal ein genügend großer Wert von L und sodann eine genügend hohe Spannung, damit die Magnetisierung überhaupt über den Knick der Magnetisierungskurve hin erfolgen kann. Ist L zu klein, so wird der Moment, in welchem $L\omega = \frac{1}{C\omega}$ wird, sehr bald erreicht und die Stromkurve bekommt die abgeflachte Form, Fig. 3; ist die Spannung zu

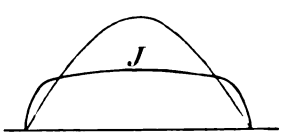


Fig. 3.

klein, so wird der Knick der Magnetisierungskurve überhaupt nicht erreicht, und der Nenner im Ausdruck von i nimmt mit der Zeit zu und wir erhalten ebenfalls eine abgeflachte Kurvenform. Ist schließlich $L\omega$ ganz zu vernachlässigen, so bewirkt das anfangs zunehmende, sodann fallende R anfangs eine Abflachung, später eine Zuspitzung der Stromkurve, die aber immer kleinere Werte behält, als wenn der Kondensator allein vorhanden wäre; wir erhalten demnach die Fig. 4.

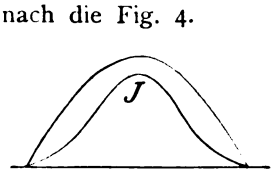


Fig. 4.

Für die Praxis interessieren in erster Linie die effektiven Werte des Stromes, die aus den oben abgeleiteten Stromkurvenformen resultieren. Um die Abhängigkeit dieser Werte von der effektiven Spannung und der Periode zu erkennen, stellen wir den effektiven Strom dar durch die Gleichung:

$$J = \frac{E}{\sqrt{R_m^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L_m\omega\right)^2}}, \qquad (19)$$

wo R_m und L_m Mittelwerte sind aus allen Werten, die R und L während einer Periode durchlaufen. Diese Mittelwerte variieren naturgemäß mit der Stromkurvenform. Sicher ist indessen, daß beide Werte anwachsen mit zunehmendem E, wenn das Eisen während der ganzen Periode geringer magnetisiert wird, als dem Knick der Magnetisierungskurve entspricht, dagegen abnehmen, wenn das Eisen vornehmlich stärker magnetisiert wird, und zwar ist im allgemeinen die Abnahme von L_m geringer als die von $\frac{1}{J}$, die von R_m geringer als die von $\frac{1}{J^2}$, weil die Magnetisierung mit zunehmendem Strom stets zunimmt, also μ weniger stark fällt als $\frac{1}{i}$, und L linear, R quadratisch von μ abhängen.

Wir wollen jetzt in einer Kurve die Spannungen auftragen, die von o an zunehmenden Werten von J entsprechen. Zu diesem Zwecke schreiben wir Gleichung (17) in der Form:

$$E = J\sqrt{R_m^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L_m\omega\right)^2} \qquad (17a)$$

und nehmen wieder als besonders interessanten Fall an, daß $L\omega$ im allgemeinen größer als $\frac{1}{C\omega}$ ist, also $\left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)^2$ mit L steigt.

Steigern wir J von o an, so nehmen R und L wegen zunehmender Magnetisierung und zunehmendem μ zunächst zu; die Wurzel nimmt also ebenfalls zu und E steigt schneller als J. Wir erhalten demnach in Fig. 5 das Kurvenstück $o - a - b$. Sobald die Magnetisierung bis zum höchsten Wert von μ vorgeschritten, werden R und L konstant und E proportional J; wir erhalten das Kurvenstück $b - c$; bei weiter zunehmendem Magnetisierungsstrom nimmt μ wieder ab, also auch R und L und der Wurzelausdruck ebenfalls, so daß die Spannung weniger stark zunimmt als der Strom, entsprechend der Linie $c - d$. Ist R genügend klein, so wird schließlich mit abnehmendem L die Wurzel klein und kleiner werden, so daß die Abnahme derselben die Zunahme von J überwiegt, und

Digitized by Google

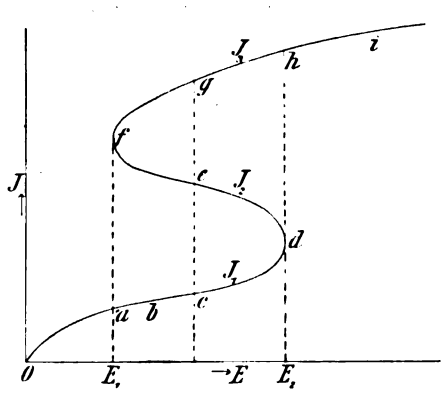


Fig. 5.

demnach das Produkt, also die Spannung, selbst abnimmt. Diesen Werten des Stromes entspricht das Kurvenstück $d-e-f$. Schließlich wird $L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0$; von dieser Stromstärke an wird das Quadrat dieses Ausdrucks wieder größer; die Wurzel nimmt zunächst weniger stark ab, wird konstant und nimmt schließlich wieder zu, wenn nämlich der Wert von R so weit gefallen ist, daß der in demselben enthaltene Ohmsche Widerstand w von Bedeutung wird. Dies bedingt wieder ein Anwachsen von E, und zwar in immer stärkerem Maße, so daß wir die Werte $f-g-h-i$ erhalten.

Es stellt somit in Fig. 5 die Kurve $a-b-c-d-f-g-h-i$, welche zwei Umkehrpunkte besitzt, die Charakteristik unseres Stromkreises dar, welche die Abhängigkeit zwischen Strom und Spannung wiedergibt. Man sieht aus der Kurve sofort, daß es ein Spannungsgebiet gibt von E_1 bis E_2, für welches drei Ströme J_1, J_2 und J_3 möglich sind. Es ist demnach, wie bereits oben erwähnt, in unserem Stromkreise die Stromstärke nicht mehr eine eindeutige Funktion der Spannung. Von den drei möglichen Werten sind indessen nur die zwei Werte J_1 und J_3 stabile Zustände, der mittlere Wert auf dem abfallenden Stück der Charakteristik ist labil und kann nicht dauernd bestehen.

Denken wir uns die Spannung von o an wachsen, so bekommt man zunächst die unteren Stromwerte: hat die Spannung den Wert E_2 erreicht, so muß der Strom von d nach h überspringen, weil es für Spannungen über E_2 nur noch den einen Stromwert gibt. Bei der Spannung E_2 wird somit der Strom unstetig. Nimmt die Spannung dagegen von hohen Werten aus ab, so fällt die Stromstärke stetig bis f und dann aus demselben Grunde plötzlich bei der Spannung E_1 bis a und sinkt dann wieder stetig bis o. Es wird demnach von den möglichen zwei Stromwerten der untere erreicht bei aufsteigender Spannung, der obere bei absteigender Spannung.

Beim Anlegen des Stromkreises an konstante Spannung kann sich je nach Zufall der eine oder der andere Wert einstellen, je nach der Phase der Spannung, in welcher gerade der Stromschluß stattfand. Es kann aber auch unvermittelt der Sprung von der niedrigen Stromstärke auf den hohen Wert erfolgen, wenn durch irgendwelche Überspannungen die Spannung nur momentan auf einen Wert über E_2 steigt.

Die Erscheinung ist nur möglich, wenn $L\omega$ groß genug ist, so daß es bei μ_{max} wesentlich größer ist als $\frac{1}{C\omega}$. Die hohen Stromwerte entsprechen einem Gebiete, in welchen $L\omega$ angenähert gleich $\frac{1}{C\omega}$ ist, also Resonanz herrscht. Wir sehen demnach, daß in unserem Stromkreise Resonanz eintritt, wenn nur L genügend groß ist, oder der Kondensator C genügend groß ist. Es sind demnach bestimmte Werte von L und C nicht notwendig, vielmehr gibt es stets ein großes Spannungsgebiet, in welchem Resonanz auftreten kann, und die Größe der Drosselspule im Vergleich zum Kondensator verschiebt nur dieses Spannungsgebiet. Denn die Bedingung für das Auftreten der hohen Resonanzstromstärken ist, daß die Spannung Werte, wenn auch nur momentan, erreicht, die $L\omega$ trotz hoher Anfangswerte dem Werte $\frac{1}{C\omega}$ nähern. Da nun μ, also auch L, mit wachsendem Strome nahezu unbegrenzt abnimmt, gibt es selbst bei den größten Drosselspulen Scheitelwerte der Spannung, die zur Resonanz führen müssen, und die Resonanzwirkung wird um so stärker, je größer die anfängliche Selbstinduktion des Stromkreises ist, ganz im Gegensatz zu solchen Stromkreisen, die reine Selbstinduktion enthalten. Die Resonanz und damit die möglichen Stromsprünge werden um so größer, je kleiner die Wirbelstromverluste sind und je größer die Kapazität.

Schließlich wollen wir noch untersuchen, wie sich die Stromstärke bei konstanter Spannung mit der Frequenz ändert.

Zunächst sei diese Spannung nur sehr gering, so daß die Magnetisierung gering bleibt und μ seinen Maximalwert nicht erreicht. Für sehr kleines ω ist dann in Gleichung (17) der Wert $\frac{1}{C\omega}$ im Nenner allein maßgebend, und der Strom steigt mit der Frequenz proportional; sobald auch der Wert $L\omega$ von Bedeutung wird, fängt die Stromstärke stärker an zu steigen und

Digitized by Google

erreicht den Maximalwert, wenn $L\omega = \frac{1}{C\omega}$; dieser Maximalwert ist indessen verhältnismäßig gering, da R mit dem Strom stark zugenommen hat. Bei weiter steigender Frequenz nimmt der Nenner zu und die Stromstärke fällt, aber nur langsam, da gleichzeitig die Magnetisierung und dadurch R und L fällt. Wir erhalten demnach die Kurve Fig. 6.

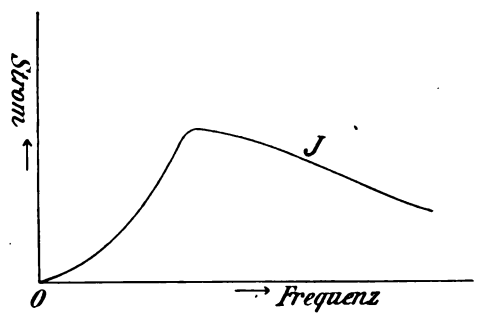


Fig. 6.

Eine ähnliche Überlegung führt uns bei etwas höherer Spannung zu der umgekehrt verlaufenden Kurve Fig. 7, die gilt, wenn der Knick der Magnetisierungskurve eben überschritten wird.

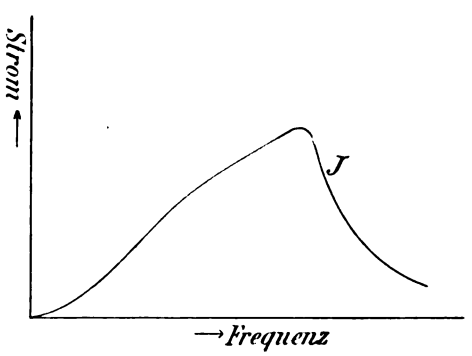


Fig. 7.

Wesentlich verändert wird die Kurve, wenn die Magnetisierung weit über den Knick der Magnetisierungskurve hinübergeht. Den Verlauf erkennt man, wenn wir die Gleichung (17) nach ω auflösen; wir erhalten

$$\omega^2 = \frac{\frac{C}{2L_m}\left(\left[\frac{E}{J}\right]^2 - R_m^2\right) + 1}{L_m C} + \sqrt{\frac{\left\{\frac{C}{2L_m}\left(\left[\frac{E}{J}\right]^2 - R_m^2\right) + 1\right\}^2 - 1}{L_m^2 C^2}}.$$

Berücksichtigen wir zunächst das negative Vorzeichen, so erkennt man folgendes: Der Ausdruck für ω^2 nimmt fortgesetzt zu, wenn das Glied $\frac{C}{2L_m}\left(\left[\frac{E}{J}\right]^2 - R_m^2\right) + 1$ abnimmt, wie man sich durch Differentiation ohne weiteres überzeugt. Das Glied nimmt aber mit steigender Stromstärke tatsächlich ab. Bei einer Magnetisierung unterhalb des Punktes von μ_{max} ist dies sofort ersichtlich, da R und L zunehmen. Aber auch bei höherer Magnetisierung ist dies der Fall, da nach dem oben über L_m Gesagten L_m weniger stark abnimmt als $\frac{1}{J^2}$ und R_m die Abnahme dieses letzteren Gliedes nur verschärft, besonders wenn man berücksichtigt, daß es mit ω ebenfalls zunimmt. Wir erhalten demnach graphisch aufgetragen das Kurvenstück $a-b$ der Fig. 8. Den höchsten Wert erreicht ω, wenn die Wurzel = o geworden ist.

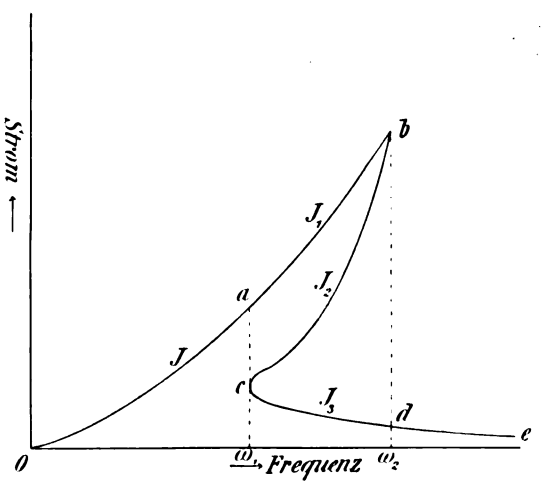


Fig. 8.

Gehen wir jetzt zum positiven Vorzeichen über und lassen J wieder abnehmen, so erkennen wir durch analoge Betrachtung, daß auch ω abnimmt, aber höhere Werte bekommt wie vordem, so daß wir das Kurvenstück $b-c$ erhalten. Dies dauert indessen nur so lange, bis die Magnetisierung den Höchstwert μ_{max} erreicht hat; dann nimmt ω mit abnehmender Stromstärke wieder zu und wir erhalten das Kurvenstück $c-d-e$. Wir haben demnach die ausgezogene Kurve als Resonanzkurve. Denken wir uns nun ω allmählich zunehmend, so muß die Stromstärke durch Resonanz ansteigen bis zum Höchstwerte b. Bei weiter steigender Frequenz muß sie indessen unvermittelt auf den kleinen Betrag d abstürzen und dann wieder stetig fallen, gemäß der Kurve $d-e$. Dagegen bei fallender Frequenz steigt der Strom stetig

Digitized by Google

bis c an, springt dann auf den Wert a hinauf, um aber sofort wieder stetig zu fallen. Wir haben demnach auch bei zunehmender und abnehmender Periode je einen Stromsprung, das ist eine Unstetigkeitsstelle für den Strom; zwischen diesen Stellen sind zwei Stromwerte möglich, die stabile Zustände darstellen; zwischen diesen Werten gibt es noch eine Wertreihe, die labilen Zuständen entspricht, also nicht dauernd bestehen kann.

II. Experimenteller Teil.

Die aus den Gleichungen sich ergebenden Folgerungen werden durch das Experiment[1]) vollauf bestätigt.

Zu den Versuchen verwandte ich eine Drosselspule mit 497 Windungen von 1,4 Ω Widerstand und einem Eisenkern mit 14.7 qcm Querschnitt und 46,6 cm mittlerer Länge. Der Kern bestand aus unter Luftabschluß geglühten sogen. legierten Eisenblechen; die statisch aufgenommene Magnetisierungskurve ist in Fig. 9 abgebildet. Dieselbe

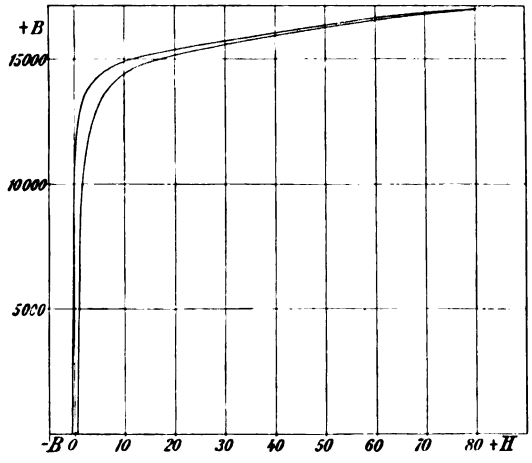


Fig. 9.

besitzt einen sehr scharfen Knick und die Hysteresis ist nur gering. Da die Hysteresisschleife sich etwas verschiebt, wenn bis zu anderen Maximalwerten von B magnetisiert wird, käme hierdurch eine geringe Unsicherheit in die Rechnung, falls dieselbe nach Teil I ausgeführt werden sollte. Die Permeabilität hat naturgemäß den Wert 0 für $B = 0$, da H für dieses B einen endlichen Wert besitzt, wird dagegen unendlich an der Stelle, an welcher der absteigende Ast der Kurve die Ordinatenachse schneidet. Die Mittelwerte für μ werden am besten der jungfräulichen Magnetisierungskurve entnommen. Das vorliegende Eisen erreicht bei einer Magnetisierung bis etwa $B = 8000$ das größte mittlere μ von etwa 4500. Bei $B = 16000$ findet man aus der Kurve $\mu = 400$. Die Wirbelstromverlustziffer des Eisens ist etwa 1,3 Watt. Diese Werte ergeben nach Gleichung (15b) als Höchstwert für L: 3,8 Henry. Es ist demnach bei 50 Perioden $L\omega$ etwa gleich 1200. Als Kondensator wählte ich einen Papierkondensator von 4,72 Mikrofarad, so daß $\frac{1}{C\omega} = 675$ ist. Es ist demnach die Bedingung erfüllt, daß $L\omega$ bei höchstmöglichem mittlerem μ wesentlich höher liegt als $\frac{1}{C\omega}$ und wir müssen die beschriebene Doppelwertigkeit und Resonanz des Stromes erhalten.

Daß der Ohmsche Widerstand nahezu verschwindet, ergibt sich, wenn wir R aus Gleichung (14b) berechnen. In dieser Gleichung müssen wir, da sie μ im Quadrat enthält, den quadratischen Mittelwert von μ einsetzen, der höher liegt und etwa 6000 beträgt. Wir erhalten dann etwa $R = w + 750$ Ohm. Da $w = 1{,}4$ Ohm ist, ist es also selbst bei sehr viel kleiner gewordenem μ noch zu vernachlässigen.

Um zunächst einen experimentellen Anhalt darüber zu bekommen, wie L_m und R_m tatsächlich von der Stromstärke bei unserer Drosselspule abhängen, legte ich Wechselstrom von 55 Perioden an die Drosselspule und maß bei zunehmender Effektivspannung den Strom J und die Leistung W. Aus diesen drei Werten bestimmt sich

$$L_m = \frac{E}{\omega \cdot J} \sin\varphi \qquad R_m = \frac{W}{J^2}, \quad \text{wo } \cos\varphi = \frac{W}{J \cdot E}.$$

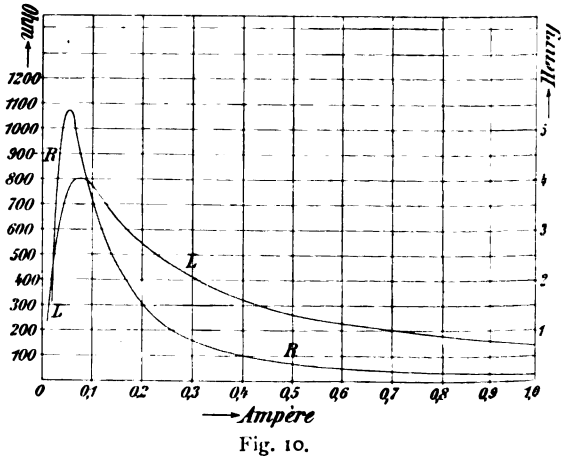


Fig. 10.

Die so gefundenen Werte habe ich in Fig. 10 eingetragen. Dieselben gelten streng genommen nur für die bei den Versuchen sich ausbildende Kurvenform, für andere Kurvenformen nur angenähert. Die Versuche wurden, ebenso wie

1) Die hier beschriebenen Versuche führte ich im Elektrotechnischen Verein Berlin im Dezember 1909 und im Elektrotechnischen Verein in Dresden im März 1910 vor.

Digitized by Google

alle weiteren, ausgeführt bei einer Spannungskurve der Maschine, die Fig. 11 zeigt, die nur

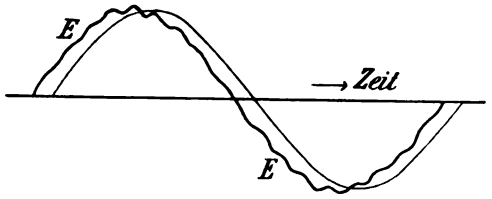


Fig. 11.

unbedeutend von der daneben gezeichneten Sinuskurve abweicht. Man erkennt, daß L_m etwas weniger, R_m etwas stärker fällt, als J zunimmt, und daß das Maximum von R_m ein wenig gegen das Maximum von L_m verschoben ist, da das erstere vom Mittelwert von μ^2, das letztere vom Mittelwert von μ abhängt.

Ich beobachtete sodann bei der Schaltung Fig. 12, wie sich die Stromstärke bei allmählich

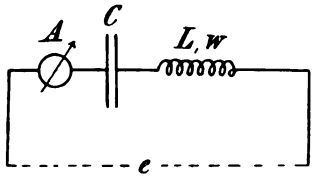


Fig. 12.

zunehmender Spannung und konstanter Frequenz = 55 änderte. Das bemerkenswerte Resultat ist in Fig. 13, Kurve 1, dargestellt; da mit

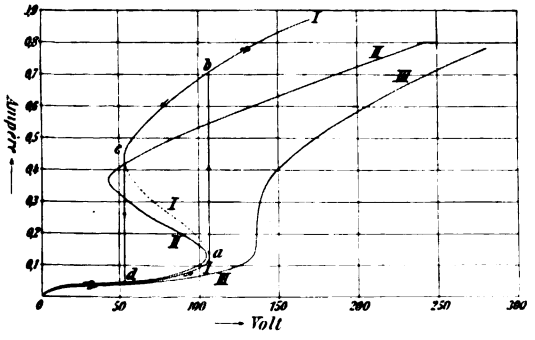


Fig. 13.

dynamometrischen Instrumenten gearbeitet wurde, sind die dargestellten Resultate reine Effektivwerte: der Strom nimmt erst schnell, dann langsamer und schließlich wieder schneller mit der Spannung zu. Bei 106 Volt springt er von 0,12 Amp. auf 0,71 Amp. über, nimmt also plötzlich etwa den sechsfachen Wert an. Bei höherer Spannung nahm der Strom erst schnell, dann langsamer noch weiter stetig zu. Ging ich jetzt mit der Spannung zurück, so fiel der Strom fortgesetzt stetig bis 0,45 Amp. bei 53 Volt, fiel dann plötzlich auf 0,04 Amp. ab, um bei weiter abnehmender Spannung auf derselben Kurve, wie beim Anstieg, bis 0 zu sinken.

Wir haben demnach die im theoretischen Teil erwarteten zwei Stromsprünge und zwischen 53 und 104 Volt die Doppelwertigkeit des Stromes. Der Strom geht nicht ohne Grund von dem einen Wert auf den anderen über und verläßt die niedrigen bezw. hohen Werte erst dann, wenn sie nicht mehr existenzfähig sind, also an der Grenze der Doppelwertigkeit. Die punktierte Linie in Fig. 13, welche die beiden Kurvenäste verbindet, entspricht den labilen Stromwerten, die sich aus dem theoretischen Teil dieser Untersuchung ergeben.

Wie sich die Stromkurvenform mit der effektiven Spannung ändert, erkennt man aus den während des Versuches aufgenommenen Oszillogrammen. Dieselben wurden dadurch gewonnen, daß die Oszillographenschleife mit induktionslosem Vorschaltwiderstande parallel zu einem im Stromkreis vorhandenen, ebenfalls induktionsfreien Widerstande von einigen Zehntel Ohm gelegt wurde.

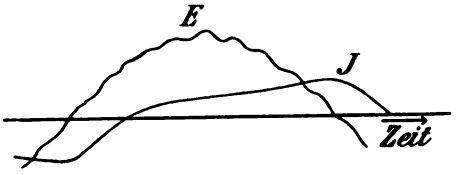


Fig. 14.

Fig. 14 stellt Maschinenspannung und Strom dar bei etwa 60 Volt, und zwar den kleinen Stromwert. Der Verlauf der Stromkurve ist im wesentlichen derselbe, als wenn kein Kondensator vorhanden wäre. Fig. 15 gibt die Stromkurve

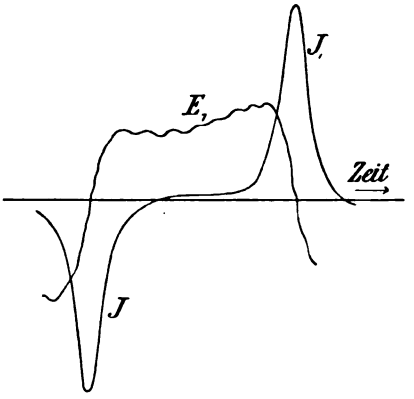


Fig. 15.

bei 130 Volt, also bei starker Resonanzwirkung. Man erkennt die charakteristische spitze Form, obgleich die Ordinaten des Stromes nur in etwa

Digitized by Google

$^1/_3$ Maßstab aufgetragen sind. Dieselbe entspricht der im ersten Teil abgeleiteten Form, nur daß die Hysteresis die Symmetrie stark gestört hat. Auf demselben Bilde ist die Spannung an der Drosselspule abgebildet, die im Gegensatz zur Spannungskurve der Maschine stark in die Breite gezogen erscheint. Daß der Strom nicht wirklich plötzlich von einer Kurvenform zur anderen übergeht, zeigt Fig. 16. Das Oszillo-

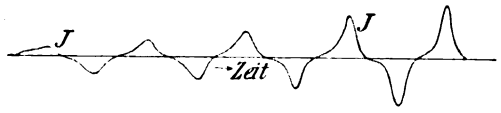


Fig. 16.

gramm ist aufgenommen im Momente des Durchganges der Spannung durch 106 Volt mittels des sogen. Durchschreibeverfahrens, und gibt eine Reihe aufeinander folgender Kurvenzüge: man sieht, daß der Strom die labilen Werte während einiger weniger Perioden durchläuft, um von der kleinen zur großen Stromstärke zu gelangen.

In Fig. 13 habe ich noch durch Kurve 2 die Stromwerte aufgetragen, die man erhält, wenn die in Fig. 10 experimentell gefundenen Werte von L_m und R_m in die Gleichung

$$J = \frac{E}{\sqrt{R_m^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L_m\omega\right)^2}}$$

eingesetzt werden. Man erkennt denselben charakteristischen Verlauf, wenn auch die numerischen Werte nicht stimmen, da die Stromkurvenform eine andere ist, als der Bestimmung von L_m und R_m zugrunde lag.

Daß die Doppelwertigkeit des Stromes wirklich in der geschilderten Weise zustande kommt, beweist noch ein weiterer Versuch, bei welchem ich in den Stromkreis einen induktionsfreien Widerstand legte (Fig. 17). Es addiert sich dann

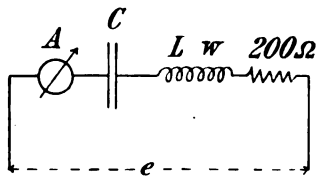


Fig. 17.

zu der Spannung, die an Drosselspule plus Kondensator herrscht, noch der Spannungsabfall in diesem Widerstande nach Größe und Phase hinzu. Dies bedingt eine Verschiebung aller Punkte der Kurve 1 in Richtung der Abszisse nach rechts, und zwar eine um so stärkere, je größer der Strom ist. Bei einem bestimmten Widerstande muß hierdurch die Doppelwertigkeit aufhören: dies war tatsächlich bei 200 Ohm der Fall, indem ich einen Verlauf des Stromes nach Kurve 3 der Fig. 13 erhielt. Die oszillographische Aufnahme gibt Fig. 18. Die Klemmen-

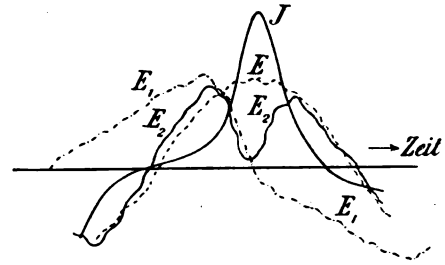


Fig. 18.

spannung E und der Strom J sind im wesentlichen unverändert; die Drosselspulenspannung E_1 steigt weniger steil an wie vordem. Die Kurve E_2 gibt die Spannung, die an Drosselspule plus Kondensator herrscht; dieselbe hat in der Mitte eine große Einbuchtung; diese erklärt sich dadurch, daß sie entstanden ist durch die Differenz der Klemmenspannung und der Spannung am induktionsfreien Widerstande, die denselben Verlauf hat wie der Strom. Bei noch höher liegendem Strommaximum würde die Kurve E_2 die Abszissenachse zweimal schneiden, und wir hätten eine Spannung E_2, die die dreifache Periode zu haben scheint als die Spannung E. Unsere Schaltung dient also sozusagen dazu, die Frequenz der Spannung zu verdreifachen.

Sodann untersuchte ich die Abhängigkeit der Stromstärke von der Frequenz bei konstant gehaltener Spannung $E = 60$ Volt.

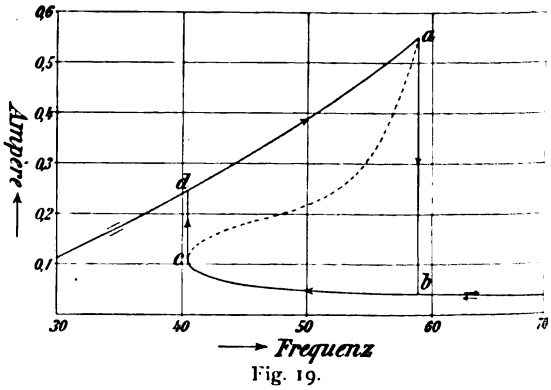


Fig. 19.

In Fig. 19 ist das Resultat eingetragen: Mit zunehmender Periodenzahl steigt die Stromstärke nahezu proportional an und erreicht ein Maximum bei 58,8 Perioden von 0,55 Amp. Bei dieser Periodenzahl indessen fällt der Strom auf 0,045 Amp. ab, also auf weniger als 10 Proz.

Digitized by Google

des früheren Betrages; bemerkenswert ist, daß die Proportionalität zwischen Strom und Frequenz bis zum steilen Abfall des Stromes gewahrt bleibt. Bei weiterer Steigerung der Frequenz sinkt der Strom stetig weiter. Ging ich jetzt mit der Periodenzahl zurück, so folgte der Strom zunächst derselben Kurve wie beim Anstieg, sprang aber nicht auf den hohen Betrag über, sondern stieg bis 40,5 Perioden pro Sekunde stetig weiter an. Bei dieser Periodenzahl ging die Stromstärke sprunghaft von 0,12 auf 0,25 Amp. über, um nun bei weiter fallender Frequenz auf derselben Kurve wie beim Anstieg zu fallen.

Wir haben demnach das im ersten Teil theoretisch vermutete Resultat. Die Werte der labilen, nicht ständig auftretenden Stromstärken habe ich durch die punktierte Linie eingezeichnet.

Ein Vergleich der Fig. 19 mit Fig. 13 zeigt, daß die beiden bei 60 Volt und 55 Perioden erhaltenen Werte in beiden Kurven gleich sind. Daraus schließen wir, daß es im ganzen nur zwei stabile Stromwerte gibt und nicht vier, wie man nach vorstehendem vermuten könnte, und daß demnach für das Auftreten derselben zwei Bedingungen zu erfüllen sind: nämlich daß sowohl die Spannung als auch die Frequenz innerhalb eines bestimmten Gebietes liegen.

Welcher von beiden Stromwerten eintritt bei konstant gehaltener Spannung und Frequenz, ist unbestimmt. Ich erhielt beim Einschalten bald den einen, bald den andern Wert, öfters jedoch den niedrigeren Wert. Vorübergehende Spannungserhöhungen oder Frequenzerniedrigungen führen indessen stets zu dem hohen Wert; demnach wird sich auch beim Anlassen des Wechselstromgenerators stets der hohe Wert einstellen.

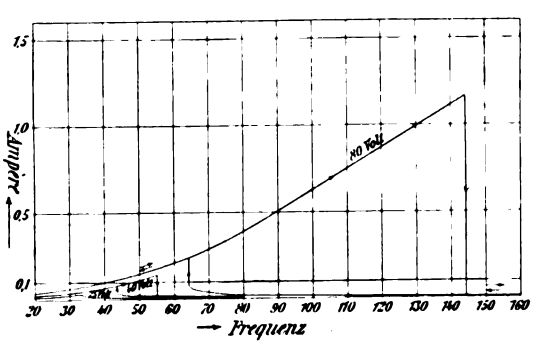


Fig. 20.

In Fig. 20 habe ich in ähnlicher Weise die Resonanzkurven in einem Stromkreise mit $C =$ 2 Mikrofarad und einer Drosselspule von 1600 Windungen, aber nur 4 qcm Eisenquerschnitt aufgenommen, und zwar bei 25, 40 und 80 Volt. Bei 25 Volt tritt nur minimale Resonanz auf bei 33 Perioden und einer Stromstärke von 0,03 Amp., die Stromstärke bleibt eindeutig. Bei 40 Volt steigt der Strom bei 55 Perioden bis 0,13 Amp., und bei 80 Volt bis 1,16 Amp. bei 144 Perioden; bei dieser Periodenzahl fällt der Strom unvermittelt von 1,16 Amp. auf 0,005 Amp., das sind auf etwa 0,4 Proz. des früheren Wertes. Wir haben bei 40 und 80 Volt ferner Doppelwertigkeit des Stromes, und zwar bei 40 Volt zwischen 43 und 55 Perioden, bei 80 Volt zwischen 64 und 144 Perioden.

Man sieht aus dem Bilde, wie die Resonanz bei zunehmender Spannung stärker hervortritt: bei nur etwa der dreifachen Spannung (80 gegen 25 Volt) geht das Strommaximum auf den etwa 40fachen Wert hinauf (von 0,03 auf 1,16 Amp.).

Die Stromkurvenform in der erst behandelten Drosselspule bei 58,4 Perioden vor und nach dem Sprunge gibt Fig. 21 wieder: Die spitze

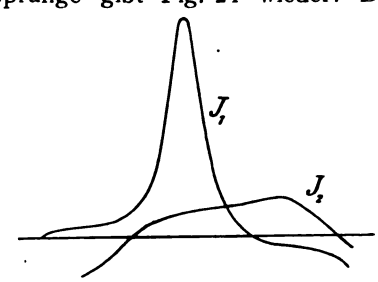


Fig. 21.

Kurve entspricht der hohen Stromstärke, bei welcher Resonanz wirkt, die breite Kurve, deren Ordinaten in etwa dem dreifachen Maßstabe gezeichnet sind, der niedrigen Stromstärke. Man erkennt, daß beide Kurven große Phasenverschiebung gegeneinander besitzen. Die analytische Zerlegung der spitzen Resonanzkurve in Partialschwingungen gibt Fig. 22. Die Par-

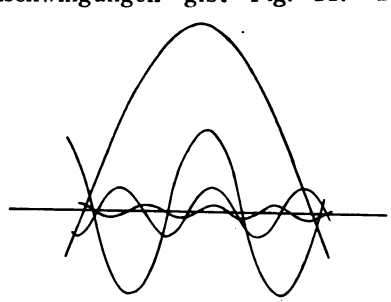


Fig. 22.

tialschwingungen wurden in bekannter Weise mittels Oszillographen aufgenommen, indem für die einzelnen Frequenzen aus Glimmerkondensatoren und Normalspulen der Selbstinduktion Resonanzkreise gebildet wurden. Man erkennt die 3. Harmonische in etwa der halben Stärke der Grundschwingung, ohne daß sie in der Spannungskurve der Maschine nur andeutungsweise vorhanden gewesen wäre. Außerdem sind

Digitized by Google

noch die 5. und 7. Oberschwingung merklich vorhanden, während die höheren Glieder ganz gering waren und nicht mit in dem Bilde eingetragen wurden. Alle Harmonischen gehen zu verschiedenen Zeiten durch 0, wie es die Wirkung der Hysteresis verlangt.

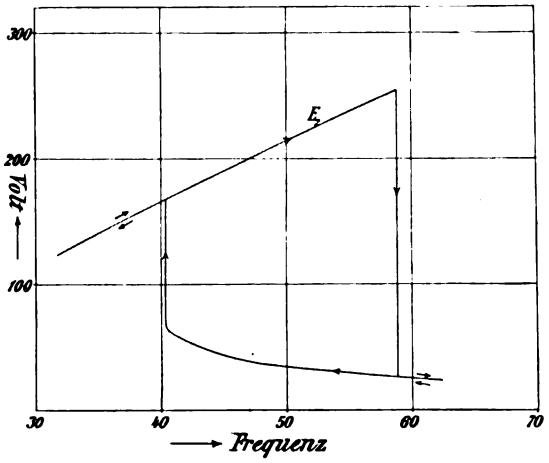


Fig. 23.

In Fig. 23 habe ich endlich die Kondensatorspannung abhängig von der Frequenz aufgetragen bei einer Netzspannung von 60 Volt. Schon bei 30 Perioden haben wir durch Resonanz Spannungsverdoppelung am Kondensator und bei 58 Perioden die vierfache Netzspannung. Der Verlauf der Kondensatorspannung ist dem des Stromes ähnlich, nur sind die Maxima weniger stark ausgeprägt.

III. Zusammenfassung der Resultate.

1. In Wechselstromkreisen, die Kapazitäten und Drosselspulen mit Eisen enthalten, ist das Auftreten merklicher Resonanzwirkung nicht nur von der Frequenz, sondern auch von der Spannung abhängig; bei genügend hoher Spannung kann starke Resonanz in einem weiten Periodenbereich auftreten, wenn nur die Selbstinduktion so hoch liegt, daß der höchstmögliche Wert von $L\omega$ größer ist als $\frac{1}{C\omega}$.

2. Unter derselben Bedingung ist die Stromstärke keine eindeutige Funktion der Spannung und Frequenz. Es gibt vielmehr ein bestimmtes Spannungs- und Frequenzgebiet, in welchem zwei stabile Stromstärken möglich sind, von denen die eine wesentlich höher liegt als die andere; zwischen den zwei Werten liegt ein dritter labiler Wert. An den Grenzen dieser Gebiete treten sprunghafte Änderungen der Stromstärke ein und zwar geht die hohe Stromstärke auf die niedrige über beim Unterschreiten des Spannungsgebietes oder Überschreiten des Frequenzgebietes, dagegen die niedrige Stromstärke auf die hohe beim Überschreiten des Spannungsgebietes und Unterschreiten des Frequenzgebietes.

3. Bei Resonanz ist die Stromkurvenform nicht der Sinuskurve ähnlich, sondern sehr stark zugespitzt, indem sich starke höhere harmonische Schwingungen, speziell die 3. Harmonische, ausbilden, auch wenn diese in der Netzspannung nicht vorhanden sind.

Berlin, den 20. April 1910.

(Eingegangen 29. April 1910.)

Ein einfaches elektrodynamisches Telephon.

Von Max Reinganum.

Vor kurzem hat Herr Simon[1]) gut wirkende Formen von elektrodynamischen Telephons beschrieben und auch auf verwandte Konstruktionen (zwei amerikanische Patentschriften) aufmerksam gemacht. Ferner teilt im gleichen Jahrgang dieser Zeitschrift Herr E. Ruhmer[2]) Literatur über eigene frühere Ausführungen in derselben Richtung mit.

Eine einfachste Art elektrodynamischen Telephons, das in einer von Mikrophonströmen durchflossenen dünnen Metallfolie im kräftigen magnetischen Felde besteht, ist meines Wissens bisher noch nicht beschrieben worden. Eine Untersuchung mit sehr dünnen (für α-Strahlen durchlässigen) Aluminiumfolien brachten mich zufällig auf den Gedanken, diese Art von Telephon zu versuchen, und es zeigte sich, daß ein deutlich sprechendes Telephon auf diese Weise leicht zu erzielen war.

Die Anordnung kann man in folgender Weise treffen, wobei ich die von mir benutzten Maße angebe. In eine Siegellackstange wurden zwei rechteckige Zinkstreifen von ca. 4 cm Länge und 1,5 cm Breite parallel zueinander so eingekittet, daß ein freier Raum von etwa $2 \times 2{,}6$ cm zwischen ihnen blieb, über den die Folie gespannt wurde, die auf den Zinkstreifen mit Zaponlack leicht angeklebt wurde. Von den Zinkstreifen wurde der Strom mit Hilfe von Metallklammern, die in metallischem Kontakt mit der Folie standen weiter geleitet. Die Siegellackstange war an einem Holzstativ befestigt, und die Vorrichtung wurde so in das Feld eines stärkeren Elektromagneten gebracht, daß die Folie parallel zu den Kraftlinien lag und die Stromlinien die Kraftlinien senkrecht schnitten. Je nach der Größe des zur Verfügung stehenden Magnet-

1) H. Th. Simon, Über ein neues elektrodynamisches Telephon. Diese Zeitschr. **10**, 310, 1909.
2) E. Ruhmer, diese Zeitschr. **10**, 456, 1909.

Digitized by Google

felds kann man auch andere Dimensionen für die Folie wählen.

Der Sekundärstrom von kleinen Induktorien, z. B. der eines kleinen mit Saitenunterbrecher betriebenen Induktoriums, das bei dem Nernstschen Apparat zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstante benutzt wird, bringt, durch die Folie geschickt, dieselbe zum deutlichen Tönen, wenn das Magnetfeld angeregt wird. Bedeutend verstärkt und im ganzen Zimmer gut hörbar wurde der Ton, wenn statt des Sekundärstroms der stärkere unterbrochene Primärstrom des Induktoriums verwandt wurde. Drehen der Folie, bis dieselbe senkrecht zu den Magnetkraftlinien steht, oder die Stromlinien in die Richtung der Magnetkraftlinien fallen, bringt den Ton zum Verschwinden, so daß man namentlich in der ersten Art der (in einem homogenen Magnetfeld vorgenommenen) Drehung für akustische Experimente ein Mittel hat, einen Ton in berechenbarer Weise auf einen bestimmten Bruchteil seiner Stärke zu bringen. Es zeigte sich weiter, daß auch mit gewöhnlichem Stanniol statt der Aluminiumfolie ein wenn auch schwächerer Ton zu erreichen war. Auch Goldfolie tönte, wenn auch nur, wohl infolge ihres großen Widerstandes, sehr schwach. (Da sie bei Verwendung des unterbrochenen Gleichstroms im Magnetfeld riß, konnte sie nur mit dem schwächeren Sekundärstrom untersucht werden.) Optisch waren ihre Schwingungen bei tieferen Tönen gut sichtbar. Aluminiumfolie gab auch noch in dem Feld eines 25 cm großen mittelkräftigen permanenten Hufeisenmagnets einen deutlichen Ton.

Daß nun auch eine deutliche, klangfarbenreine und kräftige Übertragung der Sprache durch die Aluminiumfolie möglich ist, zeigten weitere Versuche mit dem Mikrophon.

Benutzt wurde ein mit zwei und vier Volt betriebenes Mikrophon von Mix & Genest, das in einem entfernten Raume aufgestellt war. Bei Verwendung der Sekundärspule desselben zählte der Strom, mit einem Hitzdrahtampermeter gemessen, nur wenige Millivolt, trotzdem gelang eine sehr deutliche Übertragung der Sprache. Sehr laut und im ganzen Zimmer verständlich war die Übertragung, wenn der Primärstrom des Mikrophons durch die Aluminiumfolie geleitet wurde. Die Klangfarbe war sehr rein unter der Voraussetzung, daß das Magnetfeld nicht allzu stark war. Die Stromstärke, die zum Teil jedoch aus Gleichstrom bestand, war dann etwa 0,2 Amp. Um zu sehen, wie groß der wahre wirksame Strom bei sehr lautem Sprechen war, wurde eine sehr große bifilar gewickelte Induktionsspule mit Eisenkern zwischengeschaltet, die im hiesigen Institut zur Demonstration der singenden Bogenlampe verwendet wird. Die Tonstärke wurde nur wenig durch die Induktionsspule herabgesetzt, dagegen die Klangfarbe etwas verändert. Die Stromstärke betrug jetzt im Folienkreis beim sehr lauten Sprechen der Folie nur ca. 0,06 Amp. Einbauen der Folie in einen Kasten mit Hörtrichter würde die Empfindlichkeit der Anordnung natürlich noch viel mehr steigern und erlauben bei deutlicher Sprachübertragung auf einige Millivolts herunterzugehen.

Die Aluminiumfolie läßt sich auch, bei Zwischenschaltung einer Transformatorspule, als Geber in einem Telephonkreis verwenden, doch gelang mir damit nur schwache Übertragung der Sprache. Als Hörer diente hierbei ein gewöhnliches Telephon.

Das elektrodynamische Folientelephon hat den Vorzug einer äußerst kleinen Kapazität und Selbstinduktion sowie des Wegfallens schädlicher Dämpfung und Unabhängigkeit von Eigenschwingungen. Es dürfte daher als Nullinstrument für physikalische Messungen in vielen Fällen gut zu verwenden sein.

Ob es auch für die Praxis der Sprachübertragung verwendbar ist, hängt davon ab, ob ein genügend starkes Magnetfeld leicht hergestellt werden kann. Da wo elektrische Lichtleitung vorhanden ist, ist dies sicher der Fall (man würde z. B. die Folie fest einbauen und mit einem Hörschlauch mit dem Ohr verbinden können). Daß es aber mit dem bisherigen Telephon konkurrieren könne, soll natürlich nicht behauptet werden.

Ostern 1910, Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Eingegangen 2. April 1910.)

Brownsche Bewegung und Molekulargrößen. (Mouvement brownien et grandeurs moléculaires).

Von Jean Perrin[1]).

1. — Man braucht nur im Mikroskop kleine in eine Flüssigkeit eingebettete Teilchen zu betrachten, um zu bemerken, daß ein jedes von ihnen von einer vollkommen unregelmäßigen Bewegung belebt ist. Es geht hin und her, bleibt stehen, bewegt sich von neuem, steigt, sinkt, steigt wieder, ohne irgendwie der Ruhe zuzustreben. Das ist die Brownsche Bewegung; sie trägt ihren Namen nach dem Naturforscher Brown, der sie im Jahre 1827 erwähnte und erkannte, daß sich die suspen-

1) Wegen der Einzelheiten siehe die Arbeit des Verfassers: „Mouvement brownien et Réalité moléculaire". Ann. de Chim. et de Phys. (8) **18**, 1—114, 1909.

Digitized by Google

dierten Teilchen um so lebhafter bewegen, je kleiner sie sind.

Die Ursache dieser Bewegung hat Wiener erforscht. Bereits in der Kinderzeit der kinetischen Wärmetheorie vermutete Wiener (1863), daß die Molekülbewegungen die Erklärung für dieses Phänomen liefern könnten. Aber diese Hypothese, die durch unzureichende Gründe gestützt wurde, fand bei den Physikern, die von ihr Kenntnis erlangen konnten, keinen Anklang.

Dagegen stellte Gouy (1888) durch seine Überlegungen und durch seine Versuche nicht nur fest, daß die Molekularbewegung eine annehmbare Erklärung für die Brownsche Bewegung abgebe, sondern auch, daß man sich keine andere Ursache für diese Bewegung denken könne. Gouy bewies tatsächlich, daß diese Bewegung weder von Erschütterungen herrührt, noch von Konvektionsströmen, noch von einer Wirkung des Lichtes oder von irgendeiner anderen äußeren Ursache, die dafür in Betracht kommen könnte, noch schließlich von der Natur der Teilchen selbst, die keinerlei Einfluß darauf zu haben scheint.

Man sieht sich demnach zu der Auffassung gezwungen, daß diese Teilchen einfach dazu dienen, eine innere Bewegung der Flüssigkeit erkennen zu lassen, und zwar um so besser, je kleiner sie sind, ebenso wie ein Korkstopfen den Meereswellen besser folgt als ein Boot. Diese Bewegung wird verständlich, wenn die Flüssigkeit von elastischen Molekülen gebildet wird, die sich in unaufhörlicher Bewegung befinden, wie dies die Molekulartheorien annehmen. Diese Moleküle stoßen dann ohne Unterlaß gegen die einzelnen betrachteten Teilchen, und diese Stöße werden sich mit um so geringerer Wahrscheinlichkeit gegenseitig ausgleichen, je kleiner ein solches Teilchen ist.

Die Brownsche Bewegung erscheint danach als eine bemerkenswerte qualitative Bestätigung der Molekulartheorien. Indessen wird der Beweis erst dann vollständig und die Ursache des Phänomens erst dann sicher festgestellt sein, wenn die Theorie uns mindestens die Größenordnung und nicht nur den Sinn dieses Phänomens vorauszusagen gestattet. Das ist nun eben der Fall, wie ich hier dartun will.

2. — Wenn man durch rein chemische Betrachtungen das Verhältnis der Molekülmassen zweier Körper erhalten kann, so findet man dieses bekanntlich gleich dem Verhältnis der Massen dieser Körper, die im gasförmigen Zustand unter denselben Temperatur- und Druckverhältnissen dasselbe Volumen einnehmen. Mit anderen Worten: Wenn wir die Existenz der Moleküle annehmen, so müssen wir notgedrungen mit Avogadro annehmen,

„daß zwei Gase unter denselben Temperatur- und Druckverhältnissen in demselben Volumen dieselbe Anzahl von Molekülen enthalten."

Es sei N die Anzahl der Moleküle, die ein Grammolekül irgendeiner Substanz bilden, und die demnach im Gaszustande unter denselben Temperatur- und Druckverhältnissen ein und dasselbe Volumen einnehmen. Diese Zahl N kann man die Avogadrosche Konstante nennen. Würde man diese Konstante kennen, so würde man die Massen jedes beliebigen Moleküls und jedes beliebigen Atomes kennen. Beispielsweise ist das Gewicht des Wassermoleküles $\frac{18}{N}$, das des Sauerstoffatomes $\frac{16}{N}$, usw.

Man würde somit zugleich mit N die mittlere translatorische Energie der verschiedenen Moleküle kennen. Bekanntlich muß nämlich in einem Gase der Druck p, den n Moleküle von der mittleren Energie w in einem Volumen v ausüben, die Gleichung

$$pv = \frac{2}{3} nw$$

erfüllen.

Für ein Grammolekül ist $n = N$ und $pv = RT$, wenn T die absolute Temperatur und R die Gaskonstante für ideale Gase ($83{,}2 \times 10^6$) ist. Die vorstehende Gleichung läßt sich dann in der Form

$$w = \frac{3}{2} \frac{R}{N} T$$

schreiben.

N hat nun für alle Körper denselben Wert. Die molekulare Translationsenergie hat also für alle Gase denselben mittleren Wert αT, welcher der absoluten Temperatur proportional ist. Diese universelle Konstante $\alpha = \frac{3}{2} \frac{R}{N}$ können wir die Konstante der Molekularenergie nennen.

Schließlich tritt in der Elektrochemie eine dritte Universalkonstante auf, die man mit N zugleich erhält.

Nennen wir die Elektrizitätsmenge F, die ein Grammolekül Salzsäure bei seiner Zersetzung hindurchläßt, ein Faraday, so vollzieht sich bekanntlich die Zersetzung irgendeines anderen Grammoleküls unter dem Durchgange einer ganzen Anzahl Faraday, und das wird erklärlich, wenn jedes beliebige „Ion" ein ganzzahliges Vielfaches der Ladung eines Wasserstoffions trägt. Diese Ladung erscheint somit als unteilbar und bildet das Atom der Elektrizität oder das Elektron.

Diese Universalkonstante werden wir kennen.

Digitized by Google

wenn wir N oder α bestimmen. Da nämlich N Wasserstoffatome als Ionen ein Faraday tragen, so erhalten wir (in elektrostatischen C.G.S-Einheiten):

$$Ne = F = 96550 \cdot 3 \cdot 10^9 = 29 \cdot 10^{13}.$$

Wir würden also mit den absoluten Massen der Moleküle und der Atome sofort die drei universellen Konstanten N, α und e erhalten.

3. — Das ist nun bereits mit großer Annäherung durch die schönen Überlegungen von Maxwell, Clausius und van der Waals gelungen.

Maxwell ist zuerst dahin gelangt, die mittlere freie Weglänge L der Moleküle eines Gases zu berechnen, wenn die Dichte, die Temperatur und die innere Reibung bekannt sind. Darauf bemerkte Clausius, daß man diese mittlere freie Weglänge auch als Funktion der im Kubikzentimeter enthaltenen Anzahl n der Moleküle und ihres Durchmessers D berechnen kann. Seine Rechnung, die von Maxwell verbessert wurde, zeigt, daß (innerhalb der Grenzen, in denen man die Moleküle als sphärisch ansehen kann) angenähert die Gleichung

$$nD^2 = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \frac{1}{L}$$

gelten muß, das heißt, da n der Quotient aus N und dem Volumen ist, welches ein Grammmolekül unter den angenommenen Temperatur- und Druckverhältnissen einnimmt, die Gleichung

$$ND^2 = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \frac{v}{L}.$$

Da uns die innere Reibung den Wert von L liefert, so genügt eine zweite Beziehung zwischen N und D, um diese beiden Größen zu bestimmen und auf diese Weise zugleich mit der Avogadroschen Konstanten die Dimensionen der Moleküle zu erhalten.

Diese zweite Beziehung hat van der Waals im Verfolge seiner Überlegungen erhalten, die ihn zu der Gleichung für den flüssigen Zustand,

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT,$$

geführt haben, in welche die besondere Natur der Substanz durch die beiden, experimentell zu erhaltenden Parameter a und b eingeht. In der Theorie von van der Waals stellt nun b das vierfache wahre Volumen der Moleküle dar, nach der Gleichung

$$\frac{1}{6}\pi N D^3 = \frac{b}{4},$$

die im Verein mit der Clausius-Maxwellschen Gleichung N und D, also die Massen und die Dimensionen der Moleküle liefert.

Diese Rechnung ist für Sauerstoff und für Stickstoff ausgeführt worden und hat für N einen Wert von ungefähr $45 \cdot 10^{22}$ ergeben. Unter Annahme dieses Wertes für den Stickstoff finde ich

$$N = 62 \cdot 10^{22},$$

ohne daß sich der Fehler leicht schätzen ließe, mit dem diese Zahl infolge nicht strenger Gültigkeit der Clausius-Maxwellschen und der van der Waalsschen Gleichung behaftet sein kann. Eine Abweichung um 30 v. H. wäre sicherlich nicht wunderbar, und dieselbe Unsicherheit ergibt sich für die Werte, die man daraus für die Konstanten e und α ableitet, sowie für die Massen der Moleküle und der Atome. Was den Moleküldurchmesser anlangt, so würde er für Stickstoff $2{,}8 \cdot 10^{-8}$ betragen, und für die verschiedenen untersuchten Gase liegt er zwischen

$$\frac{1}{1000000} \text{ und } \frac{1}{10000000} \text{ mm.}$$

Unter Benutzung dieser Ergebnisse wird die Molekulartheorie der Brownschen Bewegung sich quantitativ bestätigen lassen, wie ich sogleich dartun will.

4. — Wie wir gesehen haben, hat die Molekularenergie bei einer und derselben Temperatur für alle Gase denselben Mittelwert. Dieses Ergebnis ist ein Spezialfall eines allgemeineren Satzes der kinetischen Theorie, nach welchem bei einer gegebenen Temperatur sowohl die Translationsenergie, als auch die Rotationsenergie, die irgendeine Gesamtheit von Molekülen, die in eine Flüssigkeit eingebettet sind, im Mittel besitzt, durch denselben Wert gegeben sind. Das ist der Satz von der gleichen Energieverteilung.

Diese Gesamtheit kann auf ein einziges Molekül reduziert sein; sie kann aber auch einen bereits im Mikroskop sichtbaren „Kern" bilden, und dies führt uns wieder auf das Studium der Brownschen Bewegung. Wir wollen uns aber nicht mehr darauf beschränken, zu sagen, das beobachtete Körnchen verdanke seine Bewegung den Molekülstößen, und wir fügen hinzu, daß seine kinetische Energie im Mittel gleich der Energie eines isolierten Moleküls ist.

Wenn es uns also gelingen wird, diese Energie der Kerne von meßbaren Größen an zu berechnen, so werden wir über unsere Theorie aburteilen können. Es werden nämlich zwei Fälle auftreten können: Entweder wird die Zahl, die man für N erhält, stark von der Zahl abweichen, die man aus der Gleichung von van der Waals erhält, und dann werden die kinetischen Theorien an Ansehen verlieren, zumal wenn sich der Wert von N je nach den betrachteten Kernen ändert, und wir werden die Ursache der Brownschen Bewegung noch

Digitized by Google

zu suchen haben; oder aber diese Zahl wird für Kerne jeder Gestalt und jeder Art von der erwarteten Größenordnung sein, und dann werden wir berechtigt sein, die Molekulartheorie dieser Bewegung als feststehend zu betrachten.

Folgende Methode kann direkt erscheinen: Angenommen, wir hätten die Masse eines Kernes gemessen; können wir nicht wenigstens eine Vorstellung von seiner mittleren Geschwindigkeit und somit von seiner Energie durch direkte Ablesungen erhalten, wenn wir die Entfernung der beiden Lagen des Kernes zu Beginn und zu Ende einer Beobachtung durch die Dauer dieser Beobachtung dividieren?

Tatsächlich sind derartige Schätzungen sehr fehlerhaft. Die Verwickelungen der Bahn sind so zahlreich und erfolgen so rasch, daß es unmöglich ist, ihnen zu folgen, und daß die beobachtete Bahn unendlich viel einfacher und kürzer ist als die wahre. Eine direkte Messung ist also unmöglich. Ich habe nun folgenden Weg verfolgt:

5. — Wir wollen eine Emulsion von identischen Teilchen betrachten, die ich zur Abkürzung als gleichförmig bezeichnen will. Ich meinte, daß die Körnchen dieser Emulsion sich nach der Höhe verteilen müßten wie ein Gas unter der Wirkung der Schwere. Eine aufmerksamere Prüfung hat diese Auffassung bestätigt, und mir das Verdünnungsgesetz durch eine Überlegung geliefert, die an den Zusammenhang zwischen Höhe und Barometerdruck erinnert.

Denken wir uns eine gleichförmige Emulsion im Gleichgewicht in einem senkrechten Zylinder mit dem Querschnitt s. Der Zustand eines Horizontalschnittes, der von den beiden Niveaus h und $h + dh$ begrenzt wird, würde sich nicht ändern, wenn der Schnitt zwischen zwei Kolben eingeschlossen wäre, die für die Wassermoleküle durchlässig, für die Kerne aber undurchlässig wären. Jeder dieser Kolben würde, infolge der Stöße seitens der zurückgehaltenen Kerne, einem osmotischen Drucke ausgesetzt sein. Wenn die Emulsion verdünnt ist, so wird dieser Druck nach derselben Erwägung zu berechnen sein wie für eine verdünnte Lösung. Wenn also auf dem Niveau h in der Volumeneinheit n Körnchen vorhanden sind, so wird der osmotische Druck $P = \frac{2}{3} nW$ sein, wenn W die mittlere Energie des Kernes bezeichnet; auf dem Niveau $h + dh$ wird der osmotische Druck $\frac{2}{3}(n + dn) W$ sein. Der Schnitt mit den Kernen, den wir betrachten, sinkt nun aber nicht. Es herrscht also Gleichgewicht zwischen der Differenz der osmotischen Drucke, welche die Schicht nach oben zu treiben sucht, und dem Gesamtgewicht der Kerne, vermindert um den Druck, den sie in Richtung nach unten hin erleiden. Nennen wir das Volumen des einzelnen Kernes φ, seine Dichte Δ, die Dichte des Fluidums zwischen den Kernen δ, so sehen wir also, daß

$$-\frac{2}{3} sW\,dn = ns\,dh\,\varphi\,(\Delta - \delta)\,g$$

ist, und diese Gleichung liefert durch Integration folgende Beziehung zwischen den Konzentrationen n_0 und n an zwei Punkten mit dem Niveauunterschiede h:

$$\frac{2}{3} W \log \frac{n_0}{n} = \varphi\,(\Delta - \delta)\,gh.$$

Das heißt: für den Fall sphärischer Kerne vom Radius a gilt die Gleichung

$$\frac{2}{3} W \log \frac{n_0}{n} = \frac{4}{3}\pi a^3 (\Delta - \delta)\,gh,$$

die man die Verteilungsgleichung der Emulsion nennen kann.

Wenn man die Größen messen kann, die außer W in dieser Gleichung vorkommen, so wird man sehen: 1. ob die Gleichung für jede Emulsion gilt; 2. ob der Wert, den sie für W liefert, konstant bleibt, wenn sich die Emulsion ändert; 3. ob dieser Wert mit dem übereinstimmt, den die kinetische Theorie bereits für die Molekularenergie ergeben hat.

6. — Nach einigen Versuchen ist es mir gelungen, Messungen an Emulsionen von Gummigutt und darauf (mit Hilfe des Herrn Dabrowski) an solchen von Mastix auszuführen. Diese beiden Materialien ergeben, mit Wasser aus alkoholischer Lösung ausgefällt, vollkommen sphärische Kerne.

Die scheinbare Dichtigkeit dieser Kerne $(\Delta - \delta)$ ist unschwer nach der Pyknometermethode zu messen, wie man sie für unlösliche Pulver anwendet. (Harz in Suspension bestimmt man einfach durch Eindampfen zur Trockene.)

Es kommt nun darauf an, eine Emulsion herzustellen, in der die Kerne nahezu denselben Radius haben. Das Verfahren, das ich angewandt habe, kann man der Fraktionierung eines Flüssigkeitsgemisches durch Destillieren vergleichen. Ebenso wie bei der Destillation die zuerst verdampften Teile verhältnismäßig reicher an flüchtigen Bestandteilen sind, so sind beim Zentrifugieren einer reinen Emulsion die zuerst abgesetzten Teile verhältnismäßig reicher an großen Kernen, und man begreift, daß ein fraktioniertes Zentrifugieren die Kerne nach ihrer Größe zu trennen gestattet.

Hat man nun eine gleichförmige Emulsion erhalten, so muß man sie für die Beobachtung herrichten. Diese Beobachtung erfolgt nicht.

Digitized by Google

wie man denken könnte, an einer Schichtdicke von einigen Zentimetern oder auch einigen Millimetern, sondern an der geringen Schichtdicke eines mikroskopischen Präparates. In einen flachen Trog von $^1/_{10}$ mm Höhe (Zeißsche Tröge zur Zählung der Blutkörperchen) bringt man einen Tropfen Emulsion und drückt ihn sogleich mittels eines Deckgläschens platt, mit dem man den Trog verschließt; dann paraffiniert man die Ränder, um Verdampfung zu vermeiden.

Hierauf bringt man das Präparat auf das genau horizontal eingestellte Tischchen eines guten Mikroskops. Das sehr stark vergrößernde Objektiv hat eine geringe Gesichtsfeldtiefe, und man sieht zur gleichen Zeit nur solche Kerne, die in einer sehr dünnen Horizontalschicht von der Größenordnung eines Mikrons liegen. Wenn man das Mikroskop hebt oder senkt, so sieht man die Körner einer anderen Schicht.

Den gegenseitigen Abstand dieser beiden Schichten, also die Höhe h in der Verteilungsgleichung, erhält man, wenn man die an der Mikroskopschraube abgelesene Verschiebung h' mit dem Brechungsindex für die Medien multipliziert, die durch das Deckglas voneinander getrennt werden.

Es gilt nunmehr, das Verhältnis n_0/n der Konzentrationen der Kerne auf zwei Niveaus zu bestimmen. Wenn man nun im Gesichtsfeld ein paar hundert Körnchen sieht, die sich nach allen Richtungen bewegen oder verschwinden, während gleichzeitig neue erscheinen, so wird man sich bald darüber klar, daß man die Anzahl der Kerne, die man so in jedem Augenblicke bemerkt, auch nicht einmal roh schätzen kann.

Das einfachste scheint dann, photographische Momentaufnahmen der einzelnen Schnitte zu machen. Ich habe in der Tat dieses Verfahren angewandt, habe aber für die Durchmesser unter 0,5 μ keine guten Bilder mehr erhalten können und dann zu folgendem Kunstgriff meine Zuflucht genommen:

Ich brachte in die Brennebene des Okulars eine undurchsichtige runde Scheibe, in die mit einer Nadel ein ganz kleines Loch gestochen war. Das Gesichtsfeld war dadurch außerordentlich verringert, und das Auge konnte mit einem Blick die genaue Zahl der in einem gegebenen Augenblicke wahrgenommenen Kerne erfassen. Dazu braucht diese Zahl nur immer kleiner zu sein als 5 oder 6.

Wenn man so in regelmäßigen Zwischenräumen, beispielsweise alle 15 Sekunden, verfährt, so beobachtet man eine Zahlenreihe, deren Mittelwert sich mehr und mehr einem Grenzwerte nähert, welcher die mittlere Häufigkeit der Kerne in dem untersuchten Schnitt bestimmt.

Zur Prüfung der Verteilungsgleichung braucht man schließlich nur noch den Radius der Kerne messen zu können. Das kann man auf mehrere Weisen machen (und die Übereinstimmung der dabei erhaltenen Ergebnisse hat mir nebenher gestattet, das Stokessche Gesetz bis an die Schwelle der ultramikroskopischen Größen zu erweitern). Das direkteste Verfahren besteht darin, die Kerne zu zählen, die in einem bekannten Volumen einer titrierten Emulsion enthalten sind; das ergibt die Masse eines Kernes und folglich seinen Radius, da man seine Dichte kennt. Zu diesem Zwecke habe ich mir die gelegentlich beobachtete Tatsache nutzbar gemacht, daß in einem schwach sauren Medium die Gummiguttkörnchen am Glase kleben. In merklicher Entfernung von den Wänden wird die Brownsche Bewegung nicht beeinflußt; sobald aber durch diese Bewegung ein Körnchen zufällig mit der Wand in Berührung kommt, wird dieses Körnchen unbeweglich. Die Emulsion wird also allmählich ärmer, und nach einigen Stunden sind sämtliche Kerne, die sie enthielt, festgelegt. Dann kann man in aller Muße sämtliche Kerne zählen, die aus einem Zylinder von beliebiger Grundfläche stammen (die man im hellen Zimmer mißt).

Kurzum, wir haben die Mittel, sämtliche Messungen auszuführen, die für die Prüfung der Verteilungsgleichung erforderlich sind.

7. — Zunächst wollen wir von der Art der Verteilung der Kerne einer gleichförmigen Emulsion reden.

Zu Beginn, nach der Erschütterung, welche die Einstellung für die Beobachtung begleitet, sieht man auf den verschiedenen Niveaus merklich gleich viel Kerne. Aber in einigen Minuten reichern sich die unteren Schichten an, und diese Anreicherung strebt einem Grenzwert zu, der bei meinen Emulsionen in einigen Stunden erreicht wird; die Verteilung war dann nach drei Stunden und nach vierzehn Tagen merklich dieselbe. Man kann dann leicht sehen, ob diese Verteilung einem Exponentialgesetze folgt.

Beispielsweise habe ich für Gummiguttkerne mit einem Radius von 0,212 μ und einer scheinbaren Dichte von 0,2067 in vier Horizontalschichten, die sich vom Boden des Troges aus gerechnet auf den Niveaus

5 μ 35 μ 65 μ 95 μ

befanden, Konzentrationen gefunden, die durch die Zahlen

100 47 22,6 12

dargestellt werden; diese Zahlen sind praktisch den Zahlen

100 46 23 11,1

Digitized by Google

gleich, die exponentiell abnehmen. Die Zählung erstreckte sich auf 13000 Kerne.

Die Verteilung der Kerne hat somit ganz dieselbe Form wie die eines schweren Gases im Gleichgewichtszustande.

Dasselbe Gesetz habe ich mit mehr oder minder raschem Konzentrationsabfall bei Gummiguttkernen verschiedener Größe wieder gefunden; ich habe dann auf das freundschaftliche Drängen des Herrn Dabrowski und mit seiner Hilfe die Messungen an Mastixkernen wiederholt, deren scheinbare Dichte 0,063 mehr als dreimal so klein ist, was einen beträchtlichen Unterschied in den die Verteilung beeinflussenden Ursachen ausmacht. Nichtsdestoweniger haben wir auch hier wieder das Exponentialgesetz gefunden.

Die nebenstehenden Figuren 1 und 2 geben Zeichnungen nach Photogrammen von Schnitten wieder, die in gleichen Abständen voneinander liegen; sie beziehen sich teils auf eine Gummiguttemulsion (Fig. 1), teils auf eine Mastixemulsion (Fig. 2). Die fortschreitende Verdünnung ist hier deutlich zu sehen. Diese Verdünnung tritt schlagend hervor, wenn man das Auge fest auf das Präparat gerichtet hält und das Mikroskop mit Hilfe der Mikrometerschraube schnell hebt. Dann sieht man die Kerne schnell spärlicher werden wie die Luft um einen aufsteigenden Aerostaten, mit der Maßgabe jedoch, daß einige Mikrons in der Emulsion mehreren Kilometern in der Atmosphäre entsprechen.

Ist das Exponentialgesetz einmal festgestellt, so wird uns die Gleichung für jede Emulsion einen bestimmten Wert der Kernenergie W liefern. Wenn unsere Theorie richtig ist, so wird dieser Wert unabhängig von der Emulsion und gleich der mittleren Molekülenergie w sein. Oder, was auf dasselbe hinauskommt, der Ausdruck $\frac{3}{2}\frac{RT}{W}$ wird konstant und wenig von dem Zahlenwert von N entfernt sein, den van der Waals erhält.

Das habe ich nun festgestellt. Sechs Versuchsreihen mit Gummigutt und Mastix, bei denen ich die Masse der Kerne im Verhältnis von 1 : 40 verändert habe, haben mir für N Zahlenwerte geliefert, die unregelmäßig zwischen $65 \cdot 10^{22}$ und $75 \cdot 10^{22}$ verteilt liegen. Die mittlere Abweichung von dem van der Waalsschen Werte erreicht nicht 15 v. H., und diese Zahl besitzt nicht einmal diese Genauigkeit.

Ich denke, diese Übereinstimmung kann keinen Zweifel über die Ursache der Brownschen Bewegung mehr lassen. Um zu verstehen, wie überaus schlagend sie ist, muß man bedenken, daß man vor den Versuchen sicherlich nicht zu verbürgen gewagt haben würde, daß der Konzentrationsabfall auf der geringen Höhe von einigen Mikrons nicht zu vernachlässigen sein würde, und daß man andererseits ebensowenig zu behaupten gewagt haben würde, daß sich nicht sämtliche Kerne in unmittelbarer Nähe des Gefäßbodens ansammeln würden. Die erste Eventualität führte zu einem Werte Null für N und die zweite zu einem Werte Unendlich. Daß man bei jeder Emulsion in dem ungeheuren Intervall, welches sonach a priori für N möglich schien, gerade auf einen Wert geraten ist, der so nahe bei der vorausgesagten Zahl liegt, das wird man zweifellos nicht als die Wirkung eines zufälligen Zusammentreffens ansehen.

Die größten bei diesen Messungen verwandten Körnchen sind bereits in der Sonne mit einer starken Lupe zu sehen und verhalten sich wie die Moleküle eines vollkommenen Gases, dessen Grammolekül etwa zwei Millionen Kilogramm (200000 Tons) wiegen würde.

8. — Aber noch mehr! Sobald man die Verteilungsgleichung als feststehend ansieht, findet man zum ersten Male in eben dieser Gleichung ein Mittel zur Bestimmung von N, das eine unbegrenzte Genauigkeit zuläßt. Die Herstellung einer gleichförmigen Emulsion und die Bestimmung der Größen, die außer N in der Gleichung auftreten, lassen sich nämlich bis auf jeden gewünschten Vollkommenheitsgrad bringen. Das ist einfach eine Geduld- und Zeitfrage. Ich habe also eine Reihe sorgfältiger Messungen mit den bereits erwähnten Kernen vom Halbmesser 0,212 μ gemacht und dabei für die Avogadrosche Konstante den Wert:

$$N = \underline{70{,}5} \cdot 10^{22}$$

erhalten.

Daraus ergeben sich alle übrigen Molekulargrößen. Die Konstante der Molekularenergie ist:

$$a = \frac{3}{2}\frac{R}{N} = \underline{1{,}77} \cdot 10^{-16}.$$

Die Ladung des Elektrons ist (in elektrostatischen C.G.S-Einheiten):

$$e = \frac{F}{N} = \underline{4{,}1} \cdot 10^{-10}.$$

Die Masse des Sauerstoffmoleküls ist:

$$Q_2 = \frac{32}{N} = \underline{45{,}4} \cdot 10^{-24},$$

die des Wasserstoffatomes, immer mit derselben Genauigkeit:

$$h = \frac{1{,}008}{N} = \underline{1{,}43} \cdot 10^{-24},$$

und so fort. Das Kathodenkorpuskel schließlich, ist:

$$e = \frac{h}{1775} = \underline{0{,}80} \cdot 10^{-27}.$$

Digitized by Google

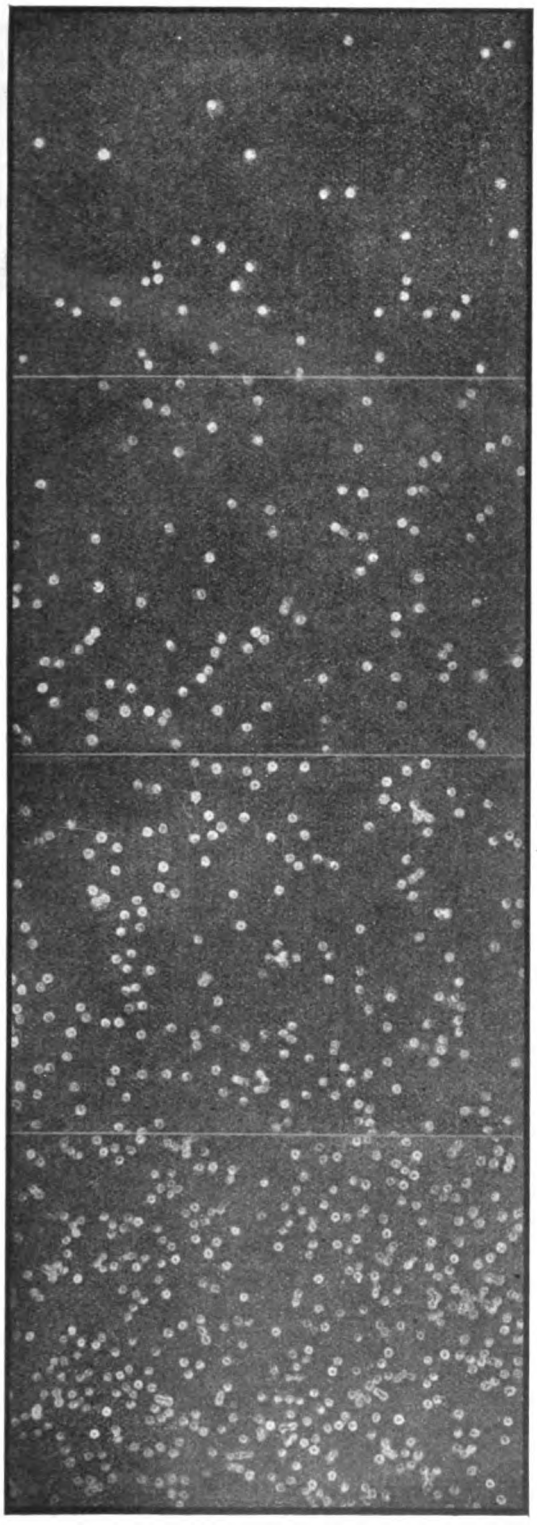


Fig. 1.

Gleichgewichtsverteilung von Gummiguttkernen
(0,6 μ Durchmesser).
(4 Niveaus mit je 10 μ Unterschied.)

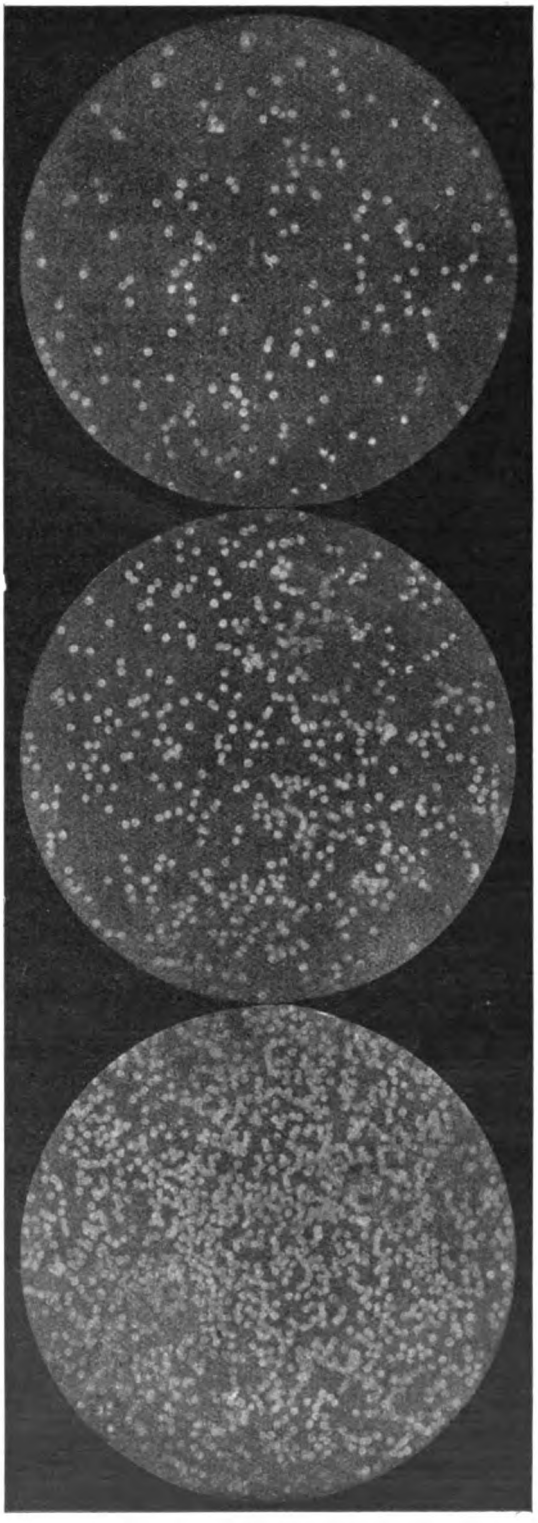


Fig. 2.

Gleichgewichtsverteilung einer Mastixemulsion.
(1 μ Durchmesser).
(3 Niveaus mit je 12 μ Unterschied.)

Digitized by Google

Was die Moleküldurchmesser angeht, so können wir sie nun aus der Clausius-Maxwellschen Gleichung entnehmen. Dabei finde ich:

für Helium	$1{,}7 \cdot 10^{-8}$,
für Argon	$2{,}7 \cdot 10^{-8}$,
für Wasserstoff	$2{,}0 \cdot 10^{-8}$,
für Sauerstoff	$2{,}6 \cdot 10^{-8}$,
für Chlor	$4{,}0 \cdot 10^{-8}$

usw. Aber die Rechnung besitzt, wie wir gesehen haben, vielleicht mit Ausnahme der einatomigen Moleküle, nicht dieselbe Genauigkeit, wie sie bei den Massen erreichbar ist.

9. — Die vorstehend besprochenen Versuche gestatten, wie wir soeben gesehen haben, den Ursprung der Brownschen Bewegung festzustellen, die Atome zu wägen, und die verschiedenen Molekulargrößen zu bestimmen. Einstein hat aber im Verfolg seiner wunderschönen theoretischen Arbeiten einen anderen experimentellen Weg vorgeschlagen, der ebenfalls möglich, allerdings weniger anschaulich, war.

Ohne sich weiter um die unendlich verzwickte Bahn zu kümmern, welche jedes Körnchen in einer gegebenen Zeit beschreibt, betrachtet Einstein einfach seine Verschiebung in dieser Zeit, also die gerade Strecke, welche seinen Ausgangspunkt mit seinem Endpunkte verbindet.

Einstein zeigt dann, daß die Molekularhypothesen und die gleichmäßige Energieverteilung notwendig die Gleichung

$$\xi^2 = \tau \frac{RT}{N} \frac{1}{3\pi a \zeta}$$

zur Folge haben, in welcher ξ^2 das mittlere Quadrat der Projektion der Verschiebung eines Körnchens vom Halbmesser a innerhalb einer Flüssigkeit von der inneren Reibung ζ in einer Zeit τ auf eine Achse Ox bezeichnet.

Andererseits müssen die Kerne unter der Wirkung der Molekülstöße sowohl rotieren wie sich verschieben. Es gelang Einstein nun, immer unter Verfolgung der kinetischen Theorie, zu zeigen, daß das mittlere Quadrat ω^2 der Rotation um eine beliebige Achse in der Zeit τ der Gleichung

$$\omega^2 = \tau \frac{RT}{N} \frac{1}{4\pi \zeta a^3}$$

genügen muß.

Wenn es gelingt, diese Gleichungen experimentell zu prüfen, so wird man zwei neue und voneinander verschiedene Möglichkeiten haben, die Hypothesen zu prüfen, auf die sie sich stützen, und die Molekulargrößen zu ermitteln.

10. — Die Diskussion der früheren Arbeiten ließ die erste dieser beiden Gleichungen mehr als zweifelhaft erscheinen, und was die zweite betrifft, so hatte man niemals auch nur versucht, die Drehung zu messen. Da ich indessen Kerne von genau bekanntem Radius hatte, so beschloß ich, eine genaue Prüfung zu versuchen.

Zunächst befaßte ich mich mit der Translation. Herr Chaudesaigues hatte die Güte, die Ablesungen für die Gummiguttkörnchen vom Halbmesser $0{,}212\ \mu$ zu übernehmen, während ich mit Hilfe des Herrn Dabrowski analoge Ablesungen für die Mastixkerne vom Halbmesser $0{,}52\ \mu$ ausführte.

Die Beleuchtungsstrahlen, die von einem Auerbrenner ausgingen, wurden durch einen Trog mit Wasser filtriert. Das Präparat war in Wasser eingetaucht, und es wurde mit Immersion beobachtet, unter sorgfältiger Verzeichnung der Temperatur. Einer der Beobachter nahm auf das Kommando des anderen, beispielsweise von 30 zu 30 Sekunden, die Ablesungen im Hellen vor. Die Untersuchung von etwa 3000 Verschiebungen zeigte unstreitig, daß die Einsteinsche Formel streng richtig ist und für N den Wert $71{,}5 \cdot 10^{22}$ ergibt, der fast gleich dem Werte $70{,}5 \cdot 10^{22}$ ist, den ich nach einer ganz anderen Methode erhalten hatte, indem ich nämlich nicht die Bewegung der Teilchen untersuchte, sondern ihre Verteilung. Das Mittel, $71 \cdot 10^{22}$, dürfte annehmbar sein.

Der Triumph der kinetischen Theorie, die auf verschiedenen Wegen zu demselben Zahlenwerte führt, ist offenbar.

11. — In der Fig. 3 sieht man drei Zeichnungen, die wir in der Weise erhalten haben, daß wir die Verbindungsstrecken zwischen den aufeinanderfolgenden Lagen eines Mastixkernes vom Halbmesser $0{,}52\ \mu$ von 30 zu 30 Sekunden feststellten. In der Vergrößerung entsprechen 16 Teile des Koordinatennetzes 50 Mikrons. Das mittlere Quadrat der Projektion dieser Strecken auf eine Achse genügt der Einsteinschen Formel.

Diese Zeichnungen geben nur eine sehr schwache Vorstellung von der wunderbaren Verzwicktheit der tatsächlichen Bahn. Würde man nämlich die Ablesungen von Sekunde zu Sekunde vornehmen, so würde man jede dieser geradlinigen Strecken durch ein dreißigseitiges Polygon ersetzt finden, das verhältnismäßig ebenso verzwickt wäre wie die vorliegende Zeichnung, usw.

Die so beobachteten Bewegungen sind das getreue Abbild der Molekularbewegungen, oder vielmehr, es sind bereits Molekularbewegungen, gerade wie das Ultrarot bereits Licht ist.

12. — Um die Versuchsbedingungen zu verändern, habe ich versucht, und zwar mit Erfolg,

Digitized by Google

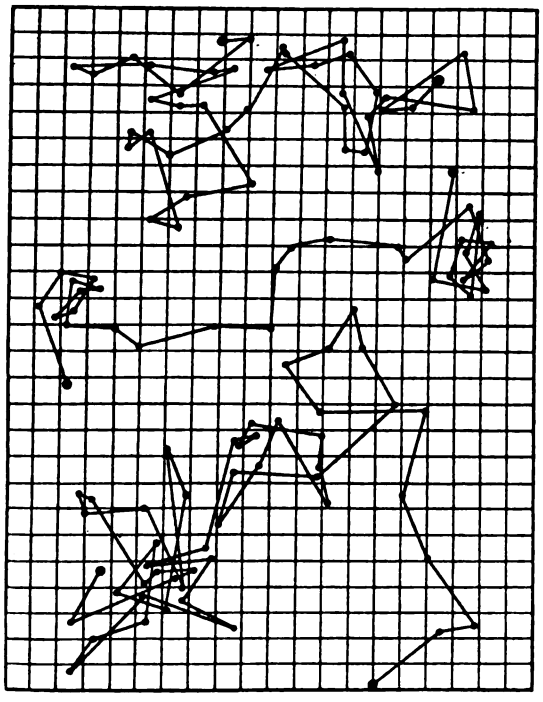


Fig. 3.

größere als die bisher benutzten Körnchen zu beschaffen; ihre Durchmesser bewegten sich zwischen einem Viertelmikron und einem Mikron. Zu diesem Zwecke ließ ich durch einen Trichter mit ausgezogener Spitze langsam Wasser von unten her in eine alkoholische Mastixlösung eindringen. Die Körnchen, die sich dann in der Übergangszone bilden, haben gewöhnlich einen Durchmesser von etwa zwölf Mikrons. Diesen Durchmesser mißt man direkt im Hellen. Diese Körnchen sind somit etwa 100000 mal schwerer als die kleinsten bisher benutzten. Damit sie infolge dieses Gewichtes nicht beständig am Grunde haften blieben, habe ich sie in einer 27prozentigen Harnstofflösung beobachtet, die ungefähr ihre Dichte hat, und deren innere Reibung 1,28 mal so groß ist wie die des reinen Wassers. Ich habe dabei festgestellt, daß die Einsteinsche Formel noch gültig ist. Das bedeutet eine sehr weitgehende Bestätigung der gleichmäßigen Energieverteilung.

13. — Aber mehr noch: Wegen der Größe dieser Kerne, und weil einige von ihnen glücklicherweise kleine Fehler enthalten, die als Einstellmarken dienen, habe ich ihre Rotation feststellen und messen können.

Zu diesem Zweck nahm ich in gleichen Zeitintervallen gewisse Fehlerstellen auf. Dadurch war ich dann in der Lage, später in Ruhe die Orientierung der Kugel in jedem dieser Momente festzustellen, und ihre Drehung von einem Augenblicke zum andern annähernd zu berechnen. Die Zahlenrechnungen, die ich mit etwa 200 Winkelmessungen an Kugeln mit einem Durchmesser von 13 μ ausgeführt habe, haben unter Anwendung der Einsteinschen Formel für N den Wert $65 \cdot 10^{22}$ ergeben, während der wahrscheinliche genaue Wert $70{,}5 \cdot 10^{22}$ beträgt. Mit anderen Worten: Geht man von dem letztgenannten Werte für N aus, so berechnet man für $\sqrt{\omega^2}$ in der Minute den Wert

$$14^0,$$

während man experimentell

$$14{,}5^0$$

findet.

Die Übereinstimmung ist so gut, wie es bei der Genauigkeit der Messungen und Rechnungen nur möglich ist; sie ist um so überraschender, als man a priori nicht einmal die Größenordnung des untersuchten Phänomens kannte[1]).

Ich fasse zusammen: Die kinetische Molekulartheorie der Brownschen Bewegung findet sich streng bestätigt und führt sowohl durch das Studium der Verteilung der Kerne wie auch durch das ihrer Bewegung zu genau demselben Werte für die Avogadrosche Konstante, als für eine wesentliche Invariante der Struktur der Materie.

14. — Unabhängig von der kinetischen Theorie und von der Brownschen Bewegung ermöglichen uns verschiedene Mittel, uns eine Vorstellung von den Molekulargrößen zu machen. Ich will von diesen Mitteln wenigstens die erwähnen, die bislang einige Genauigkeit erreicht haben.

Da ist zuerst die von J. J. Thomson und seinen Nachfolgern herrührende berühmte Bestimmung der Ladung eines Gasions mit Hilfe der Kondensation des Wasserdampfes an diesem Ion. Diese Ladung ist der Ladung ähnlich, die man bereits dem Elektron zugeschrieben hatte, und ist dieser zweifellos gleich (einen strengeren Beweis hat Townsend geführt); das führt zu einem Wert von N zwischen $40 \cdot 10^{22}$ und $90 \cdot 10^{22}$.

Demselben Gedankengange entspringend, aber wahrscheinlich einer genauen experimentellen Bestimmung zugänglicher, ist die Bestimmung der Ladung, die ein ultramikroskopisches Stäubchen in einem ionisierten Gase annimmt. Für diese Ladung haben Ehrenhaft und de Broglie unabhängig voneinander Werte gefunden[2]), nach denen N nahe bei $65 \cdot 10^{22}$ fällt.

1) Das Nähere über die Brownsche Rotationsbewegung siehe in der folgenden Abhandlung.

2) Le Radium **6**, 203—209, 1909.

Digitized by Google

Schließlich sind die schönen Versuche zu erwähnen, bei denen Rutherford und Geiger[1]) durch direkte Zählung die Anzahl p der positiven Projektile (α-Strahlen) erhalten haben, die ein Gramm Radium in der Sekunde ausstrahlt. Die Kenntnis dieser Zahl gestattet mindestens drei verschiedene Bestimmungen der Konstanten N. Die eine ergibt sich aus der gleichfalls von Rutherford herrührenden, übrigens schwierigen, Messung der gesamten von einem Gramm Radium ausgestrahlten positiven Ladung und hat für N den Wert

$$62 \cdot 10^{22}$$

geliefert; eine zweite ergibt sich aus der Kenntnis der mittleren Lebensdauer des Radiums unter der Annahme, daß jedes zerfallende Atom ein α-Teilchen aussendet; diese hat nach den Messungen von Boltwood für N den Wert

$$70{,}6 \cdot 10^{22}$$

geliefert; eine dritte schließlich ergibt sich aus der Kenntnis der aus einer bekannten Masse Radium emanierten Heliummenge (jedes Heliumatom entspricht einem α-Projektil), und diese Bestimmung liefert nach den Messungen von Dewar und der Berechnung von Moulin[2]) den Wert

$$71 \cdot 10^{22}.$$

Die außerordentliche Übereinstimmung dieser Zahlen mit denen, die ich durch das Studium der Brownschen Bewegung erhalten habe, die genaue Konvergenz so grundverschiedener Wege, die gleichzeitig von verschiedenen Forschern beschritten worden sind, von denen keiner die Ergebnisse der anderen kannte, all dieses wird man zweifellos als sehr auffallend ansehen müssen. Unter Berücksichtigung weiterer klassischer Argumente, über die ich mich hier nicht auszulassen brauche, wird es berechtigt erscheinen, der objektiven Realität der Moleküle als dem Grundprinzip der Atomistik ebensoviel Glaubwürdigkeit beizumessen wie etwa dem Prinzip von der Erhaltung der Energie oder dem Carnotschen Prinzip.

1) Diese Zeitschr. **10**, 1, 1909.
2) Le Radium **6**, 164, 1909.

(Nach Le Radium **6**, Déc. 1909 übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen am 25. Februar 1910.)

Die Brownsche Rotationsbewegung.
(Le mouvement brownien de rotation.)

Von Jean Perrin.

Man braucht nur einen Augenblick lang die Brownsche Bewegung mikroskopischer Körnchen zu beobachten, um zu sehen, daß sich diese Körnchen unregelmäßig um sich selbst drehen und sich gleichzeitig verschieben (mit Ausnahme jener, die kugelförmig sind und deren Drehbewegung sich mangels aller Merkzeichen nicht feststellen läßt).

Diese unregelmäßige Drehbewegung, die man als Brownsche Rotationsbewegung bezeichnen kann, ist bisher noch niemals zum Gegenstand einer Experimentaluntersuchung gemacht worden. Sie erklärt sich leicht aus der kinetischen Theorie. Nach dieser stellt sie sich nämlich dar als eine Wirkung der Molekularstöße gegen die Körnchen. Die Wirkung dieser Stöße, die in jedem Augenblicke der Gesamtheit eines Kräftepaares und einer Kraft gleich ist, muß das Körnchen, selbst wenn dieses sphärisch ist, drehen und zugleich verschieben. Genauer gesagt, muß sich jedes Körnchen bei gleichbleibender Temperatur so bewegen, daß seine Rotationsenergie und seine translatorische Energie denselben Mittelwert haben, der übrigens von der Gestalt des Körnchens unabhängig und der mittleren Translationsenergie eines isolierten Moleküles gleich ist. (Gesetz der Energieverteilung; Maxwell, Boltzmann, Gibbs, Jeans, Langevin u. a. m.)

Von diesen Voraussetzungen ausgehend, hat Einstein[1]) im Verlaufe seiner schönen theoretischen Untersuchungen über die Thermodynamik und die Brownsche Bewegung nachzuweisen vermocht, daß die Drehung eines kugelförmigen Körnchens vom Halbmesser a, das sich in einem Fluidum von der inneren Reibung ζ und der absoluten Temperatur T befindet, der Gleichung

$$\omega^2 = \tau \frac{RT}{N} \frac{1}{4\pi\zeta a^3}$$

genügen muß. In dieser Gleichung ist R die Gaskonstante für ideale Gase, N die Avogadrosche Konstante (Anzahl der Moleküle im Grammmoleküle) und ω^2 das mittlere Quadrat der Drehung um eine willkürliche Achse in einer Zeit τ.

Es ist mir gelungen, diese Gleichung, und somit auch die Hypothesen, aus denen sie abgeleitet ist, einer experimentellen Prüfung zu unterziehen.

An den sphärischen Körnchen, die man für gewöhnlich beobachtet und deren Größe kaum ein Mikron überschreitet, lassen sich die Messungen nicht ausführen. Ich habe daher zuallererst viel größere Körnchen herstellen müssen. Das ist mir auf die folgende Weise gelungen, die man sich erklären kann, wenn man die Kenntnisse über das Auftreten und das Wachsen von Kristallkernen in übersättigter Lösung auf

1) Ann. d. Phys. (4), **19**, 371, 1906.

Digitized by Google

die amorphen Harzkerne anwendet: Statt nämlich das Harz (Gummigutt oder Mastix) durch einen großen Überschuß von Wasser aus einer alkoholischen Lösung plötzlich auszufällen, wie man verfährt, wenn man eine Emulsion erhalten will, habe ich ganz langsam Wasser aus einem Trichter mit ausgezogener Spitze von unten her in die alkoholische Lösung eintreten lassen. Die Körnchen, die sich dann in dem Gebiete bilden, wo sich die beiden Flüssigkeiten infolge der Diffusion vermischen, erreichen rasch einen Durchmesser von etwa zwölf Mikron, ehe sie in das Wasser hinabfallen, aus dem man sie durch Abgießen gewinnt. Es sind durchsichtige Kugeln, die leicht in unregelmäßige Stücke zerbrechen. Sie sind genau sphärisch, aber man sieht in ihrem Innern häufig kleine Fehler oder kleine Einschlüsse, und eben diese haben mir die Marken geliefert, deren ich bedurfte, um die Drehung feststellen und messen zu können.

Diese großen Kerne, die ungefähr 100000mal so groß sind wie die ersten Körnchen, von denen ich habe nachweisen können, daß sie sich wie ein schweres Gas verteilen, halten sich so nahe am Boden des Präparates auf, in dem sie beobachtet werden, daß ihre Bewegung durch Adhäsionsphänomene behindert und zuweilen sogar gehemmt wird. Um dies zu vermeiden, habe ich der Flüssigkeit zwischen den Körnchen durch Lösung eines geeigneten Körpers eine Dichte zu geben gesucht, die jener der Körnchen merklich gleich ist.

Dann tritt eine, übrigens lehrreiche, Komplikation auf. Diese besteht darin, daß fast alle in dieser Weise zugesetzten Körper in der erforderlichen Menge die Körnchen aneinanderkleben lassen. Unter ihrer Einwirkung sieht man die untersuchten Körnchen sich zu Haufen anordnen, die Weintrauben oder auch regelmäßigen Kugelhaufen ähneln. Wir haben hier in vergrößertem Maßstabe das bekannte Phänomen der Koagulation, das in den gewöhnlichen kolloidalen Lösungen mit ultramikroskopischen Körnchen so schwer zu verfolgen ist. Durch dieses einfache und direkte Ergebnis verliert die zuweilen aufgestellte Hypothese an Wahrscheinlichkeit, nach der die Körnchen eines Gerinnsels miteinander verbunden sein sollen, ohne sich gegenseitig zu berühren.

Nach verschiedenen Versuchen habe ich schließlich im Harnstoff eine Substanz gefunden, deren Koagulationsvermögen hinreichend schwach ist, um die Beobachtungen zu gestatten. In einer 27prozentigen Harnstofflösung bleiben einige Mastixkerne auf dem Grunde, andere an der Oberfläche und einige schwimmen mitten in der Flüssigkeit. An diesen Körnchen beobachtet man dann die Brownsche Translationsbewegung, und man sieht, dank den bereits erwähnten Merkzeichen, sehr gut, wie sie sich drehen. Die Viskosität der Flüssigkeit zwischen den Körnchen war 1,28mal so groß wie die des reinen Wassers.

Ich habe mich zunächst vergewissert, ob die unregelmäßige translatorische Bewegung auch die vorher berechnete Größe[1]) hatte und habe denn auch an einer Kugel von 11,5 μ Durchmesser für die mittlere Horizontalverschiebung in der Minute 2,35 μ gefunden, statt 2,50 μ. Ich habe dann die Drehungen gemessen.

Zu diesem Zwecke legte ich in gleichmäßigen Zeitintervallen die Lage der Fehlerstellen fest, deren Entfernung vom Kugelmittelpunkte ich hatte messen können. Damit konnte ich dann nach Belieben die Orientierung der Kugel in jedem dieser Zeitpunkte feststellen und ihre Drehung von einem Zeitpunkte zum andern annäherungsweise berechnen. Die zahlenmäßige Ausrechnung von ungefähr 200 Winkelmessungen an Kugeln von 13 μ Durchmesser lieferte mir unter Zugrundelegung der Formel von Einstein für N den Wert $65 \cdot 10^{22}$, während der richtige Wert[2]) vermutlich $70{,}5 \cdot 10^{22}$ ist. Mit anderen Worten: Geht man von diesem letzteren Werte von N aus, so erhält man für $\sqrt{\omega^2}$ in der Minute den Wert

$$14^0,$$

während ich experimentell

$$14{,}5^0$$

gefunden habe.

Die Übereinstimmung ist so gut, wie es bei der Genauigkeit der Messungen und Rechnungen zu erwarten ist. Diese Übereinstimmung ist um so auffälliger, als a priori nicht einmal die Größenordnung des untersuchten Phänomens bekannt war. Es gewinnt immer mehr den Anschein, daß die kinetische Molekularhypothese in allen wesentlichen Punkten durch das Studium der Brownschen Bewegung eine experimentelle Grundlage finden soll.

1) C. R. **149**, 478, 1909.
2) C. R. **149**, 479, 1909.

27. September 1909.

(Nach C. R. **149**, 549—551, 1909 aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 8. März 1910.)

Elektrischer Widerstand von Metallgemischen und Legierungen.

Von K. P. Brooks.

Rayleigh[1]) und nach ihm Liebenow[2]) haben eine Theorie aufgestellt, um den hohen

1) Rayleigh, Collected Works **4**, 232.
2) Liebenow, Enzyklopädie der Elektrochemie, Bd. 10.

Digitized by Google

Widerstand von Legierungen zu erklären. Es ist bekannt, daß, abgesehen von den Legierungen von Zink, Kadmium, Zinn und Blei, eine aus zwei Metallen bestehende Legierung einen höheren Widerstand besitzt, als das einzelne Metall für sich allein und daß schon eine geringe Beimischung den Widerstand eines Metalles beträchtlich erhöht[1]).

Wenn ein elektrischer Strom durch die Berührungsstelle zweier Metalle fließt, so beobachtet man eine Erhöhung oder eine Erniedrigung der Temperatur an dieser Stelle je nach der Stromrichtung, eine Erscheinung, die als Peltier-Effekt bekannt ist. Nehmen wir nun an, daß eine Legierung zusammengesetzt ist aus kleinen Partikeln der beiden Komponenten, so werden bei Stromschluß an den Berührungsstellen dieser Partikel Erwärmungen und Abkühlungen auftreten. Diese haben eine E.M.K. zur Folge, die der Stromrichtung an jeder Stelle entgegengesetzt und im stationären Zustand der Stromstärke proportional ist, da die Temperaturunterschiede ihr proportional werden. Eine solche entgegengerichtete E.M.K. hat den Charakter eines Ohmschen Widerstandes und kann experimentell nicht von einem solchen getrennt werden. Es kann daher der höhere Widerstand einer Legierung einem derartigen Peltier-Effekt zugeschrieben werden.

Lord Rayleigh hat diese E.M.K. berechnet, und kam so zu der Formel

$$r = 273 \cdot e^2 \left(\frac{k_1}{p_1} + \frac{k_2}{p_2}\right),$$

wo r der durch jene E.M.K. vorgetäuschte Widerstand,

e die thermoelektrische Kraft für die Komponenten bei 1^0 C Temperaturdifferenz,

k_1 und k_2 die Wärmeleitvermögen,

p_1 und p_2 die Volumanteile der Komponenten.

Im folgenden sollen einige Versuche beschrieben werden, die diese Theorie prüfen sollten.

Eine große Menge feiner Plättchen aus Gold und Silber, 0,07 mm dick, 2 mm im Durchmesser, waren in einem Glasrohr zu einer Säule aufeinander geschichtet und fest zusammengepreßt. Vorversuche mit Schlaggold und Silber zeigten, daß es unmöglich war, eine brauchbare Säule daraus herzustellen, während eine dicke von 0,07 mm sich als vorteilhaft herausstellte. Hierauf wurde der Widerstand und der Temperaturkoeffizient dieser Säule gemessen, und diese Messung mit ähnlichen Säulen, die mit verschiedenem Prozentgehalt aufgebaut waren, wiederholt. Eine Schwierigkeit boten diese Messungen dadurch, daß der Widerstand nur etwa 5×10^{-1} Ohm betrug, so daß alle Störungen durch Thermoströme sorgfältig vermieden werden mußten. Auch bot das Glasrohr Schwierigkeiten, da es zerbrach, wenn die innere Weite eine Spur zu gering war. Eine Menge Rohre zersprangen, ehe eines mit genau der richtigen Weite gefunden wurde. Ein Hartgummirohr wäre vielleicht vorteilhaft gewesen, doch es war unmöglich, die Plättchen richtig hinein zu bringen, ohne sie dabei sehen zu können.

Der Widerstand wurde durch Vergleich mit einem normal $^1/_{1000}$ Ohm gemessen. Beide lagen in Serie mit einem kleinen Akkumulator, einem Amperemeter und einem Regulierwiderstand und es wurde der Potentialabfall über beiden mit einem d'Arsonval-Galvanometer gemessen. Die Stromstärke wurde variiert zwischen 0,1 und 2 Ampere, ohne daß aber ein Unterschied im Widerstand sich zeigte. Der Temperaturkoeffizient wurde ermittelt zwischen der Temperatur des Zimmers und 100^0 C. Zuvor wurde die Temperatur auf 180^0 in einem Ölbad gebracht, um alle Feuchtigkeit auszutreiben, die vielleicht zwischen den Plättchen sein konnte. Ursprünglich wurde zu diesem Zwecke die Säule ins Vakuum gesetzt, doch zeigte sich, daß durch hinreichendes Erhitzen dasselbe mit weniger Mühe erreicht wurde. Das Ergebnis war, daß die Säule keine der charakteristischen Eigenschaften einer Legierung zeigte, der Widerstand stieg gleichmäßig mit zunehmendem Goldgehalt. Er war zwar dauernd höher als berechnet, doch kann dies durch die große Zahl von Kontaktstellen erklärt werden. Der Temperaturkoeffizient war durchweg hoch konstant. Jedenfalls war er für die Säulen aus beiden Metallen nicht kleiner, als für die aus einem allein hergestellten.

Die Metalle wurden für sich allein untersucht und als rein befunden. Die obigen Resultate sind noch nicht vollständig überzeugend. Es wurde daher eine gleiche Versuchsreihe ausgeführt mit feinen, chemisch reinen, sorgfältig gemischten Pulvern, die in einer Form durch 5560 Atmosphären Druck zu Stäbchen (5 cm lang und 2×2 mm dick) zusammengepreßt waren, die sich, ohne zu brechen, bearbeiten ließen. Widerstand und Temperaturkoeffizient wurden in der gleichen Weise gemessen und führten zu sehr ähnlichen Resultaten. Fig. 1 zeigt die Ergebnisse ebenso wie die von Matthiessen für Legierungen gemessenen Werte. Fig. 2 zeigt ebenso die Temperaturkoeffizienten.

Die Dichte der Stäbe ist in Fig. 3 dargestellt, ebenso die für die entsprechenden Legierungen. Man sieht, daß die erstere Kurve eine gerade Linie ist, im Gegensatz zu der zweiten. Es ist wahrscheinlich, daß, wenn die

1) Guertler, Jahrbuch d. Radioaktivität u. Elektronik **5**, 69, 1908.

Digitized by Google

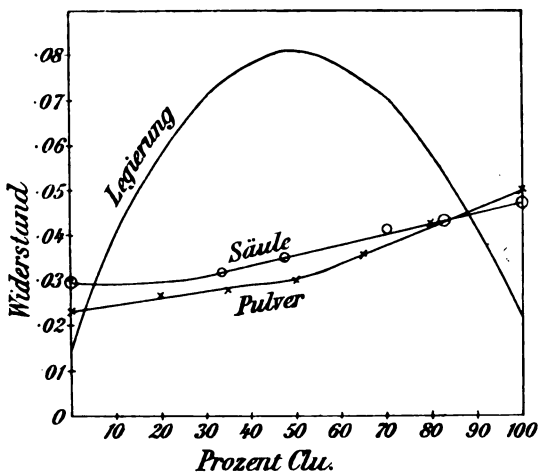


Fig. 1.

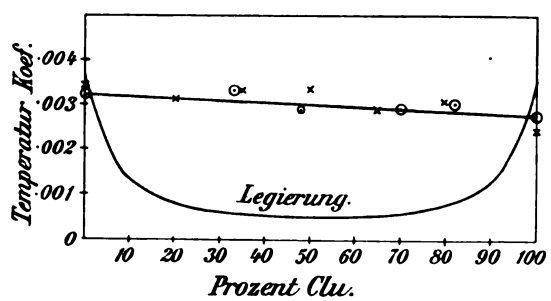


Fig. 2.

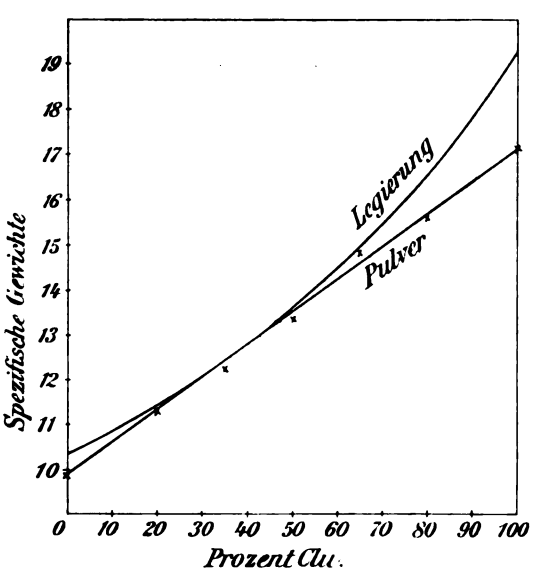


Fig. 3.

Stäbe unter stärkerem Drucke hergestellt worden wären, die Dichte teilweise größer als die der entsprechenden Legierungen gewesen wäre. Das deutet auch darauf hin, daß die Struktur der Legierungen, die den hohen Widerstand bedingt, mehr ist als eine bloße enge Anordnung von Teilchen nebeneinander.

Wenn aber der Peltier-Effekt überhaupt eine Wirkung hat, so muß dieselbe sehr klein sein, und kann also nur einen kleinen Anteil an der Erhöhung des Widerstandes haben. Willows[1]) versuchte diesen Anteil zu bestimmen, indem er den Wechselstromwiderstand für Legierungen maß. Er hoffte hierdurch den Peltier-Effekt zu verringern, indem bei hinreichend schnellem Wechseln sich kein stationärer Temperaturwiderstand ausbilden würde. Er konnte aber keinen Unterschied gegenüber dem Gleichstromwiderstand finden.

Herrn Geheimrat Riecke spreche ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die liebenswürdige Unterstützung bei Ausführung derselben meinen herzlichsten Dank aus. Ebenso bin ich Herrn Professer Prandtl für die freundliche Zurverfügungstellung der hydraulischen Presse zu großen Dank verpflichtet.

1) Willows, Phil. Mag. (6) **12**, 604, 1906.

Physikalisches Institut Göttingen, März 1910.

(Eingegangen 14. März 1910.)

Über das Silber-Nickel-Thermoelement.

Von G. v. Hevesy und E. Wolff.

1. Einleitung. Im Gegensatze zu den meisten anderen thermoelektrischen Kombinationen des Nickels[1]) liegen bis jetzt keine Untersuchungen über das Silber-Nickel-Thermoelement vor. Nur Matthiessen[2]) erwähnt, daß die Thermokraft dieses Elementes das 5,02 fache der *Ag-Cu*-Kombination beträgt und Bachmetjew[3]), daß die Thermokraft unseres Elementes zunimmt, falls der Silberdraht gespannt wird. Mit der Aufnahme von Abkühlungskurven in alkalischen Schmelzen beschäftigt, bediente sich einer von uns dieser gegen geschmolzene Ätzalkalien widerstandsfähigen Kombination und fand bei dieser Gelegenheit, daß sich das Silber-Nickel-Thermoelement im Bereich von -80^0 bis $+920^0$ sehr gut zur Temperaturmessung eignet. Es sollen deshalb im folgenden nähere Angaben über dieses Thermoelement gemacht werden.

2. Erzeugung der Temperaturen und Messung der Thermokraft. Die zwischen

1) Vgl. z. B. die Zusammenstellung von Braun in Winkelmanns Handbuch der Physik, Bd. III.
2) Pogg. Ann. **103**, 412, 1858.
3) Beibl. **15**, 1890.

Digitized by Google

0^0 und -80^0 liegenden Temperaturen wurden in einem Dewargefäß mit fester Kohlensäure bzw. Kältemischungen erzeugt, die zwischen 0^0 und 920^0 liegenden in einem elektrisch geheizten Nickelofen, dieser, mit 50 Volt Spannung

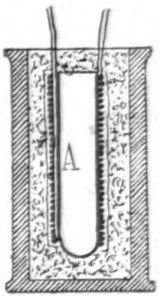


Fig. 1.

und 0 bis 9 Ampere geheizt, ist in Fig. 1 abgebildet (1 : 10). In der als Heizkörper dienenden Porzellanröhre bzw. in Dewargefäß wurden zwei Thermoelemente untergebracht, zwischen deren Lötstellen sich ein von der Reichsanstalt geeichter Widerstandsthermometer befand. Der mit Hilfe einer Wheatstoneschen Brücke gemessene Widerstand des letzteren ergab die Ofen- bzw. Lötstellentemperatur, wobei als Nullinstrument ein d'Arsonval-Galvanometer von der Empfindlichkeit 10^{-9} diente, das gleichzeitig auch zur Ermittlung der gesuchten Thermokraft Anwendung fand, welche sich durch Vergleichen mit einer bekannten elektromotorischen Kraft ergab. Diese letztere wie auch die Thermokraft konnte mit Hilfe einer Wippe abwechselnd, nach dem Passieren eines Widerstandskastens von ca. 10000 Ohm, an ein Galvanometer gelegt werden. Die bekannte elektromotorische Kraft lieferte die Abzweigung eines kurzgeschlossenen Akkumulators, die Spannung wurde durch Vergleichen mit zwei hintereinander geschalteten Westonelementen kontrolliert, wobei Akkumulator und Normalelemente denselben Graphitwiderstand von 10^6 Ohm passierten. Mit Hilfe dieser Anordnung konnte die Thermokraft bis auf 1 Mikrovolt genau ermittelt werden.

3. Das Thermoelement. Wir benützten 0,4 mm starke Drähte von je 1 m Schenkellänge. Der Nickeldraht wurde uns freundlichst von den „Vereinigten Deutschen Nickelwerken" Schwerte i. W. überlassen, der Silberdraht stammte aus der „Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt" Frankfurt a. M. Der mit Hilfe der Wheatstoneschen Brücke ermittelte Widerstand des Thermoelementes betrug 0,834 Ohm (0,729 des *Ni* und 0,105 des *Ag*-Drahtes). Zusammengeschmolzen wurden die zwei Drähte im Gebläse, das geschmolzene Silber verbindet sich leicht mit dem festen Nickel; das Zusammenschmelzen der Drähte wird so zu einer sehr einfachen Operation. Die zweite Lötstelle befand sich in Eis, das Element in einem üblichen Porzellanschutzrohr.

4. Die Thermokraft und ihr Temperaturkoeffizient. Die durch die warme Lötstelle vom Nickel zum Silber fließende Thermokraft ist aus der Figur 2 — wie auch aus der Tabelle I — zu ersehen, die Abszisse ist die Temperatur, die dazu gehörige Ordinate die Thermokraft in Millivolts ausgedrückt. Wie aus den Zahlen der Tabelle ersichtlich, tritt im Temperaturintervall -80^0 bis $+900^0$ weder ein neutraler noch ein Inversionspunk auf. Die Kurve kann nicht durch eine Gleichung zweiten Grades ausgedrückt werden; Holborn und

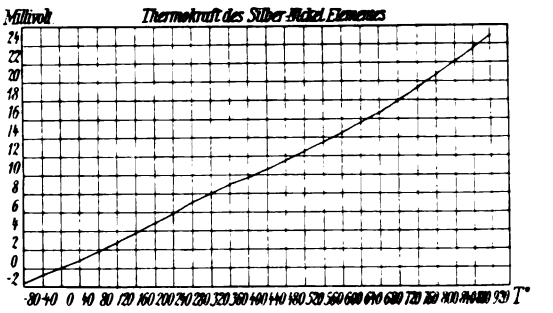


Fig. 2.

Tabelle I.

T	E (Millivolt)	$\frac{dE}{dT}$ (Mikrovolt)
-80^0	1,676	22,1
-40^0	0,793	19,8
$\pm 0^0$	0	0
40^0	0,706	17,9
80^0	1,655	23,7
120^0	2,709	26,1
160^0	3,906	26,9
200^0	4,956	26,2
240^0	5,998	26,0
280^0	7,016	25,5
320^0	8,016	25,0
360^0	9,104	22,0
400^0	9,827	20,0
440^0	10,683	21,5
480^0	11,582	22,5
520^0	12,504	23,0
560^0	13,491	24,8
600^0	14,500	25,3
640^0	15,554	26,3
680^0	16,653	27,5
720^0	17,952	32,5
760^0	19,349	33,7
800^0	20,728	35,0
840^0	22,109	35,0
880^0	23,507	35,0
920^0	24,878	35,0

Digitized by Google

Day[1]), die eine große Anzahl Thermoelemente untersuchten, fanden bekanntlich, daß für keine einzige Kombination die Avenariussche Gleichung im ganzen Intervall von — 185 bis + 950° anwendbar ist,

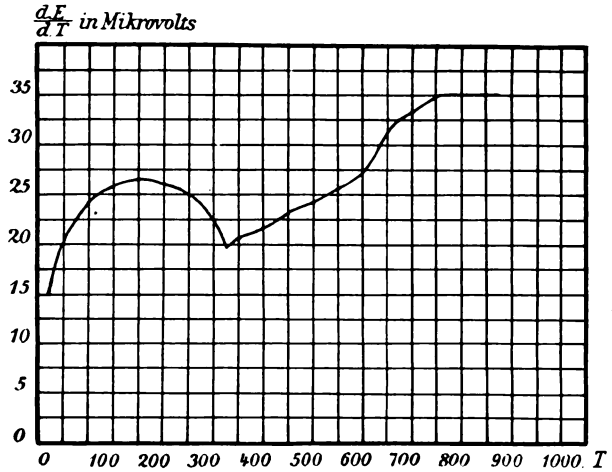


Fig. 3.

Fig. 3 enthält den in Mikrovolts ausgedrückten Temperaturkoeffizienten der Thermokraft als Ordinate. Letzterer nimmt zuerst bis etwa 180° zu, erreicht dann bei 370° ein Minimum und wird nach einer weiteren Zunahme von 780° an konstant. Sein größter Wert beträgt 35,0, der kleinste 17,9 Mikrovolts pro 1°.

5. Umwandlung des Nickels und Temperaturkoeffizient der Thermokraft. Es ist zu erwarten, daß der Temperaturkoeffizient der Thermokraft als Funktion der Elektronenzahl im Umwandlungspunkte eine Unstetigkeit erleidet. Ein Maximum des Temperaturkoeffizienten ist bei 220°, ein Minimum bei 370° vorhanden. Harrison[2]), der einen ähnlichen Lauf des Temperaturkoeffizienten des Kupfer-Nickel-Thermoelement, fand, konnte zeigen, daß bei derselben Temperatur (bei etwa 380°), wo $\frac{dE}{dT}$ ein Minimum hat, auch der Widerstand des Nickels eine Unstetigkeit erleidet. Weitere Umwandlungspunkte[3]) machen sich weder in der Widerstands-, noch in der thermoelektrischen Kurve bemerkbar.

6. Über die Reproduzierbarkeit der Angaben des Silber-Nickel-Elementes. Die Angaben unseres Elementes lassen sich mit einer Genauigkeit von ± 0,5° reproduzieren. Diese Abweichung rührt vermutlich von einer kleinen Hysteresis in der Nähe des Umwandlungspunktes her, für die letztere Auffassung spricht die Tatsache, daß bei der Aufnahme von Abkühlungskurven mit nicht zu verschiedenen Abkühlungsgeschwindigkeiten die Übereinstimmung zweier Beobachtungen eine vorzügliche ist, so zeigte z. B. ein nacktes Silber-Nickel-Element, den $NaNO_3$-Schmelzpunkt bei 306,3° und nach der Aufnahme von etwa 20 verschiedenen Abkühlungskurven denselben Punkt bei 306,5°, die Abweichung betrug also nur ± 0,1°.

Gleichfalls gute Erfahrungen machte Pecheux[1]) mit dem Kupfer-Nickel-Element, dessen Angaben sich mit einer Genauigkeit von 0,70 reproduzieren lassen sollen. Die Herren v. Pirani und v. Siemens machten gute Erfahrungen mit dem Eisen-Nickel-Thermoelement, dessen sie sich bei ihren Leitfähigkeitsmessungen von Isolatoren bei hohen Temperaturen[2]) bis 1000° bedienten. Nach einer freundlichen Mitteilung des Herrn W. v. Siemens zeigten verschiedene Elemente aus demselben Material höchstens nur ± 3° verschiedene Werte.

7. Die Einwirkung des Luftsauerstoffs auf das Silber-Nickel-Element. Erhitzt man die Thermoelemente längere Zeit hindurch bei reichlichem Luftzutritt auf 600°—700°, so wird der Nickeldraht brüchig, die Thermokraft steigt an und hört später wegen Unterbrechung des Kontaktes völlig auf. Eine unter solchen Bedingungen aufgenommene Kurve steigt von 550° an steiler an, als die normale Kurve, zeigt bei 650° eine um 2,5 Millivolt größere Thermokraft als die letztere und hört bald darnach auf.

Die Bedingungen des Brüchigwerdens der zur Widerstandsheizung benützten Nickeldrähte untersuchten R. Lorenz und einer von uns[3]) und fanden, daß das Zerbröckeln in der Hauptsache durch das Hineinziehen des oberflächlich gebildeten Nickeloxyds ins Drahtinnere bewirkt wird, und daß es durch Ausschließen des atmosphärischen Sauerstoffs verhindert werden kann[4]). Beim Nickeldraht unseres Thermoelementes liegt derselbe Fall vor, nur werden die dünnen Thermoelementdrähte noch leichter vom Oxyd

1) Berl. Ber. 1899, S. 691.
2) Phil. Mag. **6**, (3) 192, 1902.
3) Vgl. auch Battelli, Beibl. **12**, 589, 1888; Lindsay, Edinb. Proc. **28**, 57, 1908.

1) La Lumière Electrique **7**, 137, 1909.
2) Z. f. Elektrochem. **15**, 969, 1909.
3) R. Lorenz und G. v. Hevesy, Z. f. Elektrochem. **16**, V, 1910.
4) Eine polymorphe Umwandlung des Nickels ist unwahrscheinlich, da weder Thermokraft noch Widerstand als Temperaturfunktionen eine solche anzeigen, doch tritt möglicherweise eine Art Cohensche Forcierkrankheit auf, da auch vollständiger Sauerstoffausschluß auf die Dauer das Sprödewerden des Drahtes nicht völlig zu verhindern vermag.

Digitized by Google

durchdrungen. Verhindert man jedoch die Luftzufuhr durch Anwendung von Schutzröhren, die zweckmäßig am oberen Ende noch mit Wasserglas abgedichtet werden, so ist die Lebensdauer auch oberhalb 600°—700° beanspruchter Thermoelemente eine sehr lange. Übrigens lassen sich diese Thermoelemente, da sie nur einen Wert von 5—10 Pf. darstellen, leicht durch neue ersetzen.

Zusammenfassung. Die Eigenschaften des Silber-Nickel-Thermoelementes wurden besprochen und gezeigt, daß diese wohlfeile Kombination eine große Thermokraft und Temperaturkoeffizienten besitzt und ihre Angaben gut reproduzierbar sind. Diese Eigenschaften machen das Element zur Messung von Temperaturen im Intervall von — 80° bis + 920° sehr brauchbar.

Ferner wurde auf das Zusammenfallen des Minimums des Temperaturkoeffizienten der Thermokraft dieser Kombination mit dem Umwandlungspunkt des Nickels hingewiesen.

Zürich, Laboratorium für Elektrochemie und physikalische Chemie des eidg. Polytechnikums, 27. März 1910.

(Eingegangen am 29. März 1909.)

Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten. III[1]).

Von W. Guertler.

Ein schon vor längerer Zeit in dieser Zeitschrift erschienener Artikel von E. Rudolfi, diese Zeitschr. **9**, 607, 1908, veranlaßt mich, angesichts der von demselben entwickelten Anschauung, daß ich zu Unrecht mir irgendeines der Gesetze über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen anmaßte, da sie von Le Chatelier längst vorher „klar ausgesprochen" worden seien, dem in folgendem die von Le Chatelier bereits mitgeteilten und die von mir hinzugetragenen Gesetze gegenüberstellen.

Ich beginne mit den 33 Druckzeilen der Arbeit Le Chateliers, auf die sich Herr Rudolfi beruft. Ich möchte nicht versäumen, dabei ausdrücklich zu betonen, daß es mir durchaus fern liegt und stets fern gelegen hat, den Wert der Arbeiten Le Chateliers irgendwie schmälern zu wollen. Ich bin mir im Gegenteil der großen Genialität eines Le Chatelier nicht weniger bewußt wie irgendein anderer, und verhehle mir nicht, daß es zu jener Zeit[2]) eine weit höhere Leistung bedeutete, die Zusammenhänge zum Teil zu ahnen, als heute auf Grund des vollständigen Tatsachenmaterials sie zu beweisen. Es ist lediglich, wie ich auch in meiner ersten Leitfähigkeitsarbeit ausdrücklich betonte[1]), der Unzulänglichkeit des Le Chatelier seinerzeit vorliegenden Materials zuzuschreiben, daß er bei Entwicklung seiner Theorie zu unzureichenden oder gar falschen Annahmen geführt wurde. Nur die Angriffe des Herrn Rudolfi veranlassen mich, im Gegensatz zu meinen Äußerungen an anderer Stelle[2]), hier gerade auf die Lücken und Fehler der Darlegungen Le Chateliers hinzuweisen.

Zunächst findet sich bei Le Chatelier die Äußerung: „Il semble à priori, que, dans le cas d'alliages constitués par la juxtaposition de cristaux des deux métaux, la conductibilité doive être la somme des conductibilités propres des quantités des deux métaux entrant dans l'alliage". Diese Vermutung, die Le Chatelier in fünf Fällen bestätigt findet, hat sich nicht bestätigt. Das Gesetz hat nur dann Gültigkeit, wenn die Leitfähigkeitswerte der beiden Komponenten wie in den fünf von ihm herangezogenen Fällen nahezu gleich sind[3]). Über die Notwendigkeit der anderenfalls auftretenden starken Abweichungen habe ich näheres an anderer Stelle[4]) dargelegt. Diese erste Regel von Le Chatelier ist also nur bedingt richtig.

Als zweites gibt Le Chatelier zu der in einzelnen Legierungen beobachteten Leitfähigkeitserniedrigung folgende Deutung:

„On ne peut jusqu'ici, rattacher d'une façon certaine cette particularité à la constitution chimique de l'alliage sans faire des hypothèses discutables. Matthiessen avait conclu à l'existence de transformations allotriques, mais cette conclusion est contredite par l'étude des autres propriétés. Il semblerait plutôt, que cet accroissement de résistance doive être attribué à la production de mélanges isomorphes. Cette conclusion semble difficilement contestable dans le cas des alliages de fer avec le nickel et le manganèse de l'argent avec de l'or."

Die Worte: „Il semble plutôt que", sowie der hinzugefügte Satz: „On ne peut jusqu'ici

1) I: Diese Zeitschr. **9**, 29, 1908; II: Diese Zeitschr. **9**, 404, 1908.

2) Herr Rudolfi macht mir auch den Vorwurf, „verschwiegen" zu haben, daß Le Chatelier seine Darlegungen im Jahre 1901 angesichts der fortgeschrittenen metallographischen Erkenntnisse wiederholt habe. Sollte Herr Rudolfi in der Tat nicht bemerkt haben, daß es sich lediglich um einen absolut unveränderten Abdruck in einem Sammelwerke handelt, in welchem mehrere Pariser Forscher frühere Arbeiten unter dem Titel „Contributions à l'étude des alliages" in Buchform vereinigten?

1) Zeitschrift für anorgan. Chem. **51**, 398 ff., 1906.

2) l. c. ferner ebendort **54**, 58, 1907 und Jahrb. d. Radioaktivität und Elektronik **5**, 19, 1908.

3) Jahrbuch d. Radioaktivität und Elektronik **5**, 35, 36, 41, 42, 1908.

4) Vergl. die betr. Abschnitte der zitierten Arbeiten.

Digitized by Google

... hypothèses discutables" beweisen wohl deutlich genug, daß Le Chatelier nichts anderes als eine Vermutung, sicherlich keinen bewiesenen Satz zu geben beabsichtigte. Er selbst schreibt überdies auch an anderer Stelle zur selben Zeit: „cette diminution rapide de la conductibilité ... ne peut jusqu'ici au point de vue théorique, être utilisée dans les recherches sur la constitution chimiques des alliages."

Es ist vielleicht Sache des Temperaments, ob man diese auf zwei Beispiele (bei denen obendrein nach Le Chateliers eigener Mitteilung der Tatbestand ununterbrochener Reihen fester Lösungen ebenfalls völlig noch eine unbewiesene Annahme war) gegründete Vermutung mit Herrn Rudolfi, als Gesetz ansehen will. Die wissenschaftliche Literatur jedenfalls bringt in den 13 Jahren, die zwischen diesen Äußerungen Le Chateliers und meinen Arbeiten über den Gegenstand verstrichen sind, meines Wissens nicht eine einzige Stelle, die mit dieser Äußerung als einem auch nur halbwegs erwiesenen Gesetze rechnet.

Endlich spricht Le Chatelier noch von Verbindungen; er schreibt: „On observe pour une certaine compositon un relèvement de la conductibilité, la courbe présentant un maximum anguleux. A première vue l'existence de ce maximum semble bien correspondre à une combinaison définie." In diesem Falle war Le Chatelier mit seiner Vermutung weniger glücklich. Die von ihm mit Hilfe dieser Regel angegebenen Verbindungen stimmen nur in zwei von den herangezogenen Fällen. Meine Regel 5 (cf. weiter unten) betont, daß die Existenz eines Maximums für die Existenz einer Verbindung nicht notwendig ist.

Damit ist erschöpft, was von Leitfähigkeitsgesetzen sich schon bei Le Chatelier findet, und, wie mir scheint, auch erklärt, weshalb Le Chateliers Gesetzmäßigkeiten, auch soweit sie zutreffen, trotz des so angesehenen Namens ihres Autors, bis heute in der Fachwelt keinerlei Beachtung als wissenschaftliche Fakta gefunden haben, so daß in den folgenden Jahren Lord Rayleigh und Liebenow bei Aufstellung ihrer Theorien über die Leitfähigkeit der Legierungen die Theorien Le Chateliers überhaupt nicht berücksichtigten, und daß noch im Jahre 1904 Roozeboom in seinem bekannten Buche über die heterogenen Gleichgewichte (Bd. II, S. 188, 189) zu dem Schluß kam: „daß die existierenden Versuche über das Leitungsvermögen binärer Legierungen nur in sehr beschränkter Weise auf die Frage nach der Natur der festen Phasen Aufschluß geben können."

Ich bin in der Tat nach wie vor der Meinung, daß erst nach meinen Darlegungen die gesetzmäßigen Zusammenhänge der Leitfähigkeit und ihres Temperaturkoeffizienten mit der Konstitution der Legierungen als klargestellte Fakta angesehen werden können, mit denen sich rechnen läßt.

Was ich nun zu den Leitfähigkeitsgesetzen Neues hinzugetragen habe, ist zunächst ein umfassender, sowohl durch eigene Konstitutions- und Leitfähigkeitsuntersuchungen, wie unter Heranziehung und Diskussion zahlreicher anderer Arbeiten erbrachter Beweis des zweiten Le Chatelierschen Satzes. Als Beweis erkennt ihn jedenfalls die wissenschaftliche Literatur offenbar an, da seit meinen betr. Publikationen zahlreiche Untersuchungen sich mit dem neuen Tatbestande auseinandersetzen.

Des weiteren stellte ich folgende neue Sätze auf:

1. Die Leitfähigkeit derjenigen Legierungen, welche aus heterogenen Gemengen zweier Kristallarten bestehen, verläuft als Kurve in Abhängigkeit von der Konzentration dargestellt in erster Annäherung geradlinig[1] [2]), doch wird diese Annäherung schwächer mit wachsender Differenz der Leitfähigkeitswerte der beiden Ausgangsmetalle[3]).

Dieser Satz unterscheidet sich von dem ersten von Le Chatelier nur durch relativ geringe Modifikationen, die aus theoretischen Betrachtungen heraus notwendig wurden.

2. Bei begrenzter Mischbarkeit der Komponenten im kristallisierten Zustande gilt zwischen den Konzentrationen der gesättigten Mischkristalle der erwähnte, von Le Chatelier vermutete (und jetzt bewiesene) Satz (No. 2 bei Le Chatelier) innerhalb der Mischkristallreihen, vor der Erreichung der Sättigungsgrenze aber das Gesetz 2[4]).

3. Bei Existenz einer Verbindung innerhalb einer Mischkristallreihe entspricht der Konzentration derselben ein Maximum der Leitfähigkeit[5]), wodurch ein neues Kriterium für den Nachweis von Verbindungen innerhalb fester Lösungen erbracht wird.

4. Bei Existenz von m neuen Verbindungen als selbständigen Kristallarten innerhalb der Legierungen läßt sich das Zustandsdiagramm in $m + 1$ einzelne binäre Diagramme zerlegen. Auf jedes einzelne derselben lassen sich dann die obigen Gesetze wieder anwenden wie zwischen reinen Metallen[6]).

1) Zeitschr. für anorg. Chemie **51**, 430, 1906.
2) Jahrbuch d. Radioaktivität u. Elektronik **5**, 41 bis 42, 1908.
3) Jahrbuch d. Radioaktivität u. Elektronik **5**, 35 bis 36, 1908.
4) Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 431, 432, 1906.
5) Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 433, 1906.
6) Zeitschr. f. anorgan. Chem. **51**, 431, 1906.

Digitized by Google

5. Den verschiedenen Verbindungen entsprechen deshalb auf der Leitfähigkeitskurve mehr oder weniger deutliche Knicke, eventuell Maxima oder Minima. Es ist jedoch nicht notwendig, daß einer neuen Kristallart ein Maximum der Leitfähigkeitskurve entsprechen müßte[1]).

6. Die in Mischkristallen auftretende Leitfähigkeitserniedrigung läßt sich nicht auf die von Rayleigh und Liebenow angegebene Weise durch Thermokräfte erklären[2]).

7. Der durch Mischkristallbildung hervorgerufene Zusatzwiderstand W_2, den man durch Subtraktion des nach der Mischungsregel berechenbaren von dem beobachteten Widerstande erhält, läßt sich nach durchgeführter Korrektion der in Volumprozenten gegebenen Konzentrationen gemäß dem Atomvolumen in Atomprozente, K, darstellen, durch den Ausdruck

$$W_2 = K(1-k)C,$$

wobei C eine für das gegebene Metallpaar feststehende Konstante ist[3]).

8. Legierungen, in welchen der absolute Temperaturkoeffizient nahezu konstant und dem der reinen Metalle gleich ist, enthalten Mischkristallbildung nur in ganz minimalem Maße[5]).

9. Zeigt die Kurve des Temperaturkoeffizienten in Abhängigkeit von der Konzentration einen starken Abfall von beiden reinen Komponenten aus und einen kontinuierlichen Verlauf mit tiefem abgerundetem Maximum, so liegt eine ununterbrochene Reihe von Mischkristallen vor[4]).

10. Zeigt die Kurve des Temperaturkoeffizienten in Abhängigkeit von der Konzentration einen starken Abfall von beiden reinen Komponenten aus, bei mittleren Konzentrationen ein geradliniges, durch zwei Knicke begrenztes Stück, so liegen entsprechend den beiden stark abfallenden Ästen Mischkristallreihen, entsprechend dem geradlinigen Mittelstück jedoch eine Mischungslücke vor[4]).

11. Der Temperaturkoeffizient neuer, durch Verbindung der beiden Komponenten in den Legierungen auftretender Kristallarten ist nur wenig geringer als der der reinen Metalle[5]).

12. Innerhalb der Konzentrationsgebiete, die Gemenge zweier verschiedener einzelner Kristallarten darstellen, ist der Verlauf des Temperaturkoeffizienten denselben Gesetzen unterworfen, die zwischen zwei reinen Metallen gelten, aus denen sich keine intermediären Kristallarten bilden.

13. Auch in den wenigen Fällen, wo Ausnahmen des der Ableitung dieser letzten Gesetze über den Temperaturkoeffizienten zugrundeliegenden Gesetzes von Matthiessen auftreten, bleibt doch die Gestalt der Kurven des Temperaturkoeffizienten derartig, daß das Ablesen der Konzentrationen der einzelnen Verbindungen und der gesättigten Mischkristalle aus ihnen nicht weniger deutlich und sogar noch schärfer als aus den Leitfähigkeitskurven möglich ist[1]).

14. Die von Barus gegebene Gesetzmäßigkeit, daß sich — wenn man von einem gegebenen Ausgangsmetalle ausgeht, dem man verschiedene andere Elemente zusetzt —, für alle die erhaltenen Legierungen eine gemeinsame lineare Beziehung zwischen der Leitfähigkeit und ihren Temperaturkoeffizienten aufstellen läßt, hat nur so lange Gültigkeit, als diese Zusätze von dem Ausgangsmetalle in fester Lösung aufgenommen werden, versagt aber, sobald der Zusatz ein heterogenes Gemenge erzeugt[2]).

Endlich gab ich die Konstruktionen der Raumdiagramme mit den drei Achsen: Temperatur, Konzentration und spezifischen Widerstand für die beiden Grenzfälle (aus denen sich alle anderen kombinieren lassen) der vollständigen gegenseitigen Löslichkeit und der völligen Unlöslichkeit der beiden Komponenten ineinander[3]).

Was die übrigen Punkte des Rudolfischen Angriffes anbetrifft, so muß ich zunächst die von ihm gemachte Äußerung, daß ich mich mit einem Teile seiner Bedenken („mit Anwendung eines eigenartigen Kunstgriffs") einverstanden erklärt habe, leider korrigieren. Von einer Zustimmung zu den Ausführungen des Herrn Rudolfi bin ich ganz im Gegenteil sehr weit entfernt.

Die anderen Punkte der Ausführungen des Herrn Rudolfi finden ihre Erledigung ohnehin an anderem Orte, da ich auf die betreffenden Fragen näher einzugehen beabsichtige. Nur das „eigentümliche Mißgeschick", das mir Herr Rudolfi betreffend die Gold-Zinn-Legierungen vorwirft, möchte ich gleich hier besprechen:

Bei der Besprechung der Gold-Zinn-Legierungen und der Leitfähigkeitsuntersuchungen Matthiessens an denselben hatte ich anfänglich übersehen, daß die Formeln von Matthiessen nach den alten Äquivalentgewichten statt in unseren heutigen Atomgewichten gegeben waren. Von Vogel auf diesen Rechenfehler aufmerksam gemacht, hatte ich die entsprechende Korrektur[4]) gegeben. Herrn Rudolfi erscheint nun die Tatsache „in einem bedenklichen Lichte", daß es mir in beiden Fällen, bei Annahmen von Aquivalent- wie von Atomprozenten, keine Schwierig-

1) Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 431, 1906.
2) Zeitschr. f. Elektrochemie **13**, 446, 1907.
3) Jahrbuch d. Radioaktivität und Elektronik **5**, 19ff., 1908. Letzter Teil.
4) Zeitschr. f. anorg. Chem. **54**, 76, 1907.

1) Zeitschr. f. anorgan. Chem. **54**, 76 ff., 1907.
2) Diese Zeitschr. **9**, 36, 1908.
3) Jahrbuch d. Radioakt. u. Elektronik. l. c.
4) Zeitschrift f. anorg. Chem. **54**, 87 ff., 1907.

Digitized by Google

keit machte, diese Formel mit den Aussagen der elektrischen Leitfähigkeit in Einklang zu bringen.

Der Sachverhalt ist folgender. Es handelte sich darum, festzustellen, ob die Leitfähigkeitswerte (so weit sie von Matthiessen gegeben waren) Knicke bei denjenigen Punkten zeigten (ob Maxima, Minima oder keines von beiden, kam nicht in Betracht), bei denen die Konzentrationen der nach anderen Methoden von Vogel nachgewiesenen Verbindungen liegen. Die Leitfähigkeitskurve zeigte drei Knicke bei den drei Formeln: *Au Sn*, *Au Sn*$_2$, *Au Sn*$_4$, von denen der erstere nur ganz schwach ausgebildet war, welche im übrigen aber mit den von Vogel gegebenen Formeln identisch sind. Bei der Umrechnung in die richtigen Atomformeln, verschieben sich die drei Knicke:

von *Au Sn*$_4$ nach *Au Sn*$_2$
„ *Au Sn*$_2$ „ *Au Sn*
„ *Au Sn* „ *Au*$_2$ *Sn*.

In dieser neuen Lage entsprachen also wieder zwei der Formeln (*Au Sn*$_2$ und *Au Sn*) unverändert den tatsächlichen Verbindungen. Nur der dritte Knick, welcher ohnedies, wie gesagt, am schwächsten ausgeprägt war, entsprach, wie ich (l. c.) darlegte, einer Verbindung jetzt nicht mehr.

Diese an der zitierten Stelle bereits eingehend geschilderte Sachlage benutzt Herr Rudolfi zu einer Verdächtigung derselben als „in bedenklichem Lichte" erscheinend.

Die Verantwortung seiner persönlichen Bemerkungen überlasse ich Herrn Rudolfi.

(Eingegangen am 2. April 1910.)

Die Redaktion schließt hiermit die Diskussion über diesen Gegenstand.

BESPRECHUNGEN.

P. Schafheitlin, Die Theorie der Besselschen Funktionen. (Mathematisch-physikalische Schriften. No. 4.) 8. V u. 129 S. mit 1 Figurentafel. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 2.80, gebunden M. 3.20

Der bekannte Spezialforscher auf dem Gebiete der Besselschen Funktionen bietet uns hier eine gediegene kleine Monographie dieser von Tag zu Tag für die theoretische Physik wichtiger werdenden Transzendenten. Freilich muß ich bezweifeln, ob gerade die Ingenieure und Studierenden, an die sich die Sammlung doch wendet, sehr viel Nutzen davon haben werden: die Darstellung ist zu abstrakt, ich möchte sagen, zu wenig von physikalischem Geiste erfüllt. Aufgefallen ist mir z. B. in dieser Richtung, daß kein Hinweis in dem Büchlein sich findet, daß und wo Tabellen der Funktionen vorhanden sind.

Cl. Schaefer.

H. J. Oosting, Inleiding tot de technische Thermodynamica. gr. 8. VIII u. 171 S. Helder, C. de Boer jr. 1909.

Das vorliegende Buch, das vom Verfasser für den Unterricht an dem Kgl. Institut für die Marine bestimmt ist, stellt eine kurz gefaßte Einführung in die technische Wärmelehre dar, die wohl geeignet ist, den Anfänger mit den Grundlagen derselben vertraut zu machen; für das Verständnis genügt die Kenntnis der elementaren Sätze der Differential- und Integralrechnung. Nach kurzer Darlegung der Gasgesetze und einer Erläuterung über das Wesen der Wärme folgt die Behandlung der beiden Hauptsätze der Thermodynamik, wobei der Begriff der Entropie, der für gewöhnlich einige Schwierigkeiten bereitet, sehr geschickt eingeführt wird. Das darauffolgende Kapitel behandelt die Lehre von den Dämpfen und es wird hier von der van der Waalsschen Zustandsgleichung ausgiebig Gebrauch gemacht. Für die kalorischen Größen des Wasserdampfes sind die neuesten Daten nach Messungen in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt und dem Münchner Laboratorium für technische Physik benutzt worden, und für die Zustandsgleichung ist die technisch bequemste von Callendar vorgeschlagene Form gewählt, die auch den neuen Tabellen und Diagrammen für Wasserdampf von Mollier zugrunde liegt. Besonders eingehend wird hier die Frage nach der spezifischen Wärme des überhitzten Wasserdampfes untersucht und die Resultate der verschiedenen Forscher (Regnault, Holborn und Henning, Knoblauch und Jacob, Mallard und Le Chatelier, Langen) miteinander verglichen. — Etwas zu skizzenhaft für ein Buch über technische Thermodynamik ist im letzten Abschnitt die Anwendung der gewonnenen Sätze auf die Theorie der Dampf-, Gas- und Kältemaschinen gebracht, wobei nur die theoretischen Idealprozesse und Wirkungsgrade angegeben sind, und die überaus wichtigen thermischen Verluste nur vorübergehend erwähnt werden. Gänzlich fehlt im vorliegenden Buch die Lehre von der strömenden Bewegung der Gase und Dämpfe und ihre Anwendung auf die Theorie der Dampfturbinen; dafür wird andererseits über die Verflüssigung schwer koerzibler Gase und die Erreichung sehr tiefer Temperaturen ausführlicher berichtet.

Das Buch umfaßt 11 Druckbogen mit 41 Figuren und enthält auch ein kurzes Literaturverzeichnis, in welchem die wichtigsten neuen Quellen angegeben sind. Es kann als erste Einführung sehr wohl empfohlen werden und ist auch ohne die Kenntnis der holländischen Sprache leicht verständlich.

R. Plank.

G. Krüß u. H. Krüß, Kolorimetrie und quantitative Spektralanalyse in ihrer Anwendung in der Chemie. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage von H. u. P. Krüß. 8. XII u. 284 S. mit 52 Abbildungen im Text. Hamburg, L. Voß. 1909. M. 8.—

Die erste Auflage dieses Buches erschien 1890. Seit dieser Zeit sind die experimentellen Hilfsmittel der Kolorimetrie und quantitativen Spektralanalyse wesentlich verbessert worden. Die vorliegende Neuauflage bringt nun eine sehr vollständige Beschreibung der bis jetzt konstruierten Instrumente für diese beiden Gebiete der quantitativen Analyse und gleichzeitig eine Anleitung zum Gebrauch der Instrumente. Ferner sind die optischen und physikalisch-chemischen Grundlagen der erwähnten Meßmethoden in sehr klarer und einfacher Form vorgetragen, so daß auch der Techniker nicht abgeschreckt wird. Durch eine große Zahl von Beispielen aus der anorganischen Analyse der forensischen, der Nahrungsmittel- und der Farbstoffchemie wird die

Digitized by Google

Verwendbarkeit der quantitativen optischen Analyse für die Praxis in ein helles Licht gesetzt. Gute Abbildungen und praktische Tabellen erhöhen den Wert des Buches, das als standard work auf diesem Gebiete keiner Empfehlung bedarf. K. Jellinek.

E. Leybolds Nachflg. (Cöln a. Rh.). Apparate für Schülerübungen. Zweiter Ergänzungsband zum Hauptkatalog.

Schon im allgemeinen sind die Kataloge physikalischer Apparate bedeutender Firmen nicht unwichtige Hilfsmittel der Forschung und des Unterrichts; dieses gilt in besonderem Maße von dem vorliegenden Kataloge über Apparate und Einrichtungen für physikalische und chemische Schülerübungen. Das stetig wachsende Interesse für naturwissenschaftliche Schülerübungen hat die bekannte Firma veranlaßt, hier zum ersten Male im Zusammenhange mit den in letzter Zeit erschienenen Werken über Schülerübungen diese Zusammenstellung herauszugeben. Außer den allgemeinen Laboratoriumseinrichtungen enthält der Katalog:

1. Apparate nach Prof. Grimsehl,
2. Apparate nach H. Hahn,
3. Apparate nach Prof. Noack,
4. Apparate für elementare Messungen aus der Elektrostatik nach Prof. Noack,
5. verschiedene Apparate für physikalische Schülerübungen,
6. Apparate für chemische Schülerübungen nach Dörmer-Hamburg.

So bildet der Katalog eine sehr erwünschte Ergänzung zu den bekannten Lehrbüchern der Schülerübungen und dürfte mit dazu beitragen, die Einrichtung derselben in mancher Hinsicht zu erleichtern.

Muß es doch neben der eigenen Anfertigung einfacher Apparate durch die Praktikanten selbst als ein erstrebenswertes Ziel des sogenannten Handfertigkeitspraktikums, wie es allerdings erst an wenigen Universitäten eingerichtet ist, bezeichnet werden, daß eine Sammlung einfacher physikalischer Apparate vorhanden ist, mit denen Vorlesungs- oder Demonstrationsversuche angestellt werden können.

Auch ist es wünschenswert, daß in eben diesem Praktikum die Kenntnis der einschlägigen Firmen vermittelt und das sehr lehrreiche Studium solcher Kataloge anempfohlen wird. F. Krüger.

Preisausschreiben.

v. Reinach-Preis für Mineralogie. Ein Preis von M. 1000 soll der besten Arbeit zuerkannt werden, die einen Teil der Mineralogie des Gebietes Aschaffenburg, Heppenheim, Alzey, Kreuznach, Koblenz, Ems, Gießen und Büdingen behandelt; nur wenn es der Zusammenhang erfordert, dürfen andere Landesteile in die Arbeit einbezogen werden.

Die Arbeiten, deren Ergebnisse noch nicht anderweitig veröffentlicht sein dürfen, sind bis zum 1. Oktober 1911 in versiegeltem Umschlage, mit Motto versehen, an die Direktion der Senckenbergischen Naturforschenden Gesellschaft einzusenden, von der auch das ausführliche Programm versandt wird.

Tagesereignisse.

Die kroatische Regierung plant die Errichtung einer Technischen Hochschule in Agram, die unter Zuhilfenahme einer von Dr. Zerjavic gewidmeten Spende von 200000 K zu Beginn des Schuljahrs 1910/11 eröffnet werden soll. Die vorbereitenden Arbeiten wurden dem Professor für Baumechanik an der Böhmischen Technischen Hochschule in Brünn Dr. Michael Ursiny übertragen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Göttingen Dr. Theodor von Kármán für angewandte Mechanik, an der Universität Tübingen Dr. H. Rosenberg für Astronomie, an der Universität Göttingen Dr. Sielisch für Chemie.

Ernannt: Der Professor an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Rudolf Schenck zum ord. Professor für Physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Breslau, der Dozent an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Siegfried Valentiner zum ord. Professor für Physik an der Bergakademie Clausthal, die Privatdozenten an der böhmischen Universität Prag Dr. Bohumil Kužma (Anorganische Chemie) und Dr. František Plzák (Organische Chemie), zu a. o. Professoren an der gleichen Hochschule, Dr. Allan S. Hawksworth zum Professor der höheren Mathematik an der Universität von Pittsburgh, der Privatdozent an der Universität Bonn und etatmäßige Professor an der Landwirtschaftlichen Hochschule daselbst Dr. Gerhard Hessenberg zum ord. Profestor der Mathematik an der Technischen Hochschule Breslau, Milton C. Whitaker zum Professor für Technische Chemie an der Columbia-Universität, der Dozent an der Universität Caën Dr. J. Guinchant zum ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Bordeaux und der Dozent an der Universität Lyon Dr. Henri Bénard zum Professor der allgemeinen Physik ebenfalls an der Universität Bordeaux, der Privatdozent für Meteorologie an der Universität Wien Dr. Felix M. Exner zum a. o. Professor für kosmische Physik an der Universität Innsbruck.

Verliehen: Dem Dozenten für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Heinrich Cloeren der Titel Professor.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Hofrat Dr. Franz Stolba, der ord. Professor für Allgemeine und Organische Chemie an der Universität Rom Dr. Stanislao Cannizzaro, der Foreign Secretary der Royal Astronomical Society in London und Besitzer des Upper Tulse Hill Observatory Sir William Huggins.

Gesuche.

Verbindung mit einem Physiker

gesucht, welcher einige Versuchs-Experimente gegen Honorar ausführen würde, bei denen abnorm niedrige Temperaturen zur Anwendung gelangen sollen. Hierauf reflektierende Herren, welche auf dem Gebiete der Mechanik bewandert und geneigt sind, sich mit einer neuen, wissenschaftlich hochbedeutsamen Materie zu beschäftigen, werden gebeten, ihre Adressen unter **SS. 99** postlagernd **Hohen-Neuendorf** (Nordbahn) niederzulegen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

QC
5852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

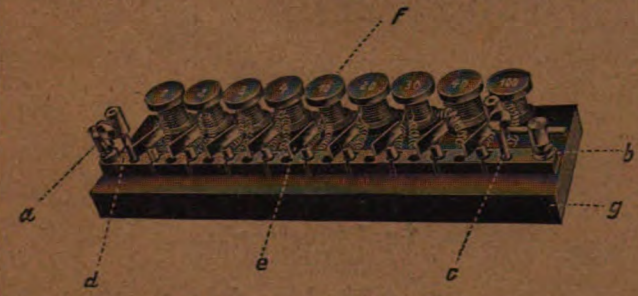
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 11. | 1. Juni 1910. No. 321. | 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezial-Katalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer . . . . . **M. 60.—**
Ablesefernrohr mit Skala . . . . . **M. 40.—**
Gleitdraht (Stromkompensator) . . . . . **M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm (siehe Fig.) **M. 32.—**

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von B. G. Teubner in Leipzig, betreffend:
Pringsheim, Physik der Sonne
und einer Beilage, betreffend:
Einladung und Programm zum Internationalen Kongreß für Radiologie und Elektrizität in Brüssel 1910.

Digitized by Google

Widerstand von Legierungen zu erklären. Es ist bekannt, daß, abgesehen von den Legierungen von Zink, Kadmium, Zinn und Blei, eine aus zwei Metallen bestehende Legierung einen höheren Widerstand besitzt, als das einzelne Metall für sich allein und daß schon eine geringe Beimischung den Widerstand eines Metalles beträchtlich erhöht[1]).

Wenn ein elektrischer Strom durch die Berührungsstelle zweier Metalle fließt, so beobachtet man eine Erhöhung oder eine Erniedrigung der Temperatur an dieser Stelle je nach der Stromrichtung, eine Erscheinung, die als Peltier-Effekt bekannt ist. Nehmen wir nun an, daß eine Legierung zusammengesetzt ist aus kleinen Partikeln der beiden Komponenten, so werden bei Stromschluß an den Berührungsstellen dieser Partikel Erwärmungen und Abkühlungen auftreten. Diese haben eine E.M.K. zur Folge, die der Stromrichtung an jeder Stelle entgegengesetzt und im stationären Zustand der Stromstärke proportional ist, da die Temperaturunterschiede ihr proportional werden. Eine solche entgegengerichtete E.M.K. hat den Charakter eines Ohmschen Widerstandes und kann experimentell nicht von einem solchen getrennt werden. Es kann daher der höhere Widerstand einer Legierung einem derartigen Peltier-Effekt zugeschrieben werden.

Lord Rayleigh hat diese E.M.K. berechnet, und kam so zu der Formel

$$r = 273 \cdot e^2 \left(\frac{k_1}{p_1} + \frac{k_2}{p_2} \right),$$

wo r der durch jene E.M.K. vorgetäuschte Widerstand,
e die thermoelektrische Kraft für die Komponenten bei 1^0 C Temperaturdifferenz,
k_1 und k_2 die Wärmeleitvermögen,
p_1 und p_2 die Volumanteile der Komponenten.

Im folgenden sollen einige Versuche beschrieben werden, die diese Theorie prüfen sollten.

Eine große Menge feiner Plättchen aus Gold und Silber, 0,07 mm dick, 2 mm im Durchmesser, waren in einem Glasrohr zu einer Säule aufeinander geschichtet und fest zusammengepreßt. Vorversuche mit Schlaggold und Silber zeigten, daß es unmöglich war, eine brauchbare Säule daraus herzustellen, während eine dicke von 0,07 mm sich als vorteilhaft herausstellte. Hierauf wurde der Widerstand und der Temperaturkoeffizient dieser Säule gemessen, und diese Messung mit ähnlichen Säulen, die mit verschiedenem Prozentgehalt aufgebaut waren, wiederholt. Eine Schwierigkeit boten diese Messungen dadurch, daß der Widerstand nur etwa 5×10^{-1} Ohm betrug, so daß alle Störungen durch Thermoströme sorgfältig vermieden werden mußten. Auch bot das Glasrohr Schwierigkeiten, da es zerbrach, wenn die innere Weite eine Spur zu gering war. Eine Menge Rohre zersprangen, ehe eines mit genau der richtigen Weite gefunden wurde. Ein Hartgummirohr wäre vielleicht vorteilhaft gewesen, doch es war unmöglich, die Plättchen richtig hinein zu bringen, ohne sie dabei sehen zu können.

Der Widerstand wurde durch Vergleich mit einem normal $^1/_{1000}$ Ohm gemessen. Beide lagen in Serie mit einem kleinen Akkumulator, einem Amperemeter und einem Regulierwiderstand und es wurde der Potentialabfall über beiden mit einem d'Arsonval-Galvanometer gemessen. Die Stromstärke wurde variiert zwischen 0,1 und 2 Ampere, ohne daß aber ein Unterschied im Widerstand sich zeigte. Der Temperaturkoeffizient wurde ermittelt zwischen der Temperatur des Zimmers und 100^0 C. Zuvor wurde die Temperatur auf 180^0 in einem Ölbad gebracht, um alle Feuchtigkeit auszutreiben, die vielleicht zwischen den Plättchen sein konnte. Ursprünglich wurde zu diesem Zwecke die Säule ins Vakuum gesetzt, doch zeigte sich, daß durch hinreichendes Erhitzen dasselbe mit weniger Mühe erreicht wurde. Das Ergebnis war, daß die Säule keine der charakteristischen Eigenschaften einer Legierung zeigte, der Widerstand stieg gleichmäßig mit zunehmendem Goldgehalt. Er war zwar dauernd höher als berechnet, doch kann dies durch die große Zahl von Kontaktstellen erklärt werden. Der Temperaturkoeffizient war durchweg hoch konstant. Jedenfalls war er für die Säulen aus beiden Metallen nicht kleiner, als für die aus einem allein hergestellten.

Die Metalle wurden für sich allein untersucht und als rein befunden. Die obigen Resultate sind noch nicht vollständig überzeugend. Es wurde daher eine gleiche Versuchsreihe ausgeführt mit feinen, chemisch reinen, sorgfältig gemischten Pulvern, die in einer Form durch 5560 Atmosphären Druck zu Stäbchen (5 cm lang und 2×2 mm dick) zusammengepreßt waren, die sich, ohne zu brechen, bearbeiten ließen. Widerstand und Temperaturkoeffizient wurden in der gleichen Weise gemessen und führten zu sehr ähnlichen Resultaten. Fig. 1 zeigt die Ergebnisse ebenso wie die von Matthiessen für Legierungen gemessenen Werte. Fig. 2 zeigt ebenso die Temperaturkoeffizienten.

Die Dichte der Stäbe ist in Fig. 3 dargestellt, ebenso die für die entsprechenden Legierungen. Man sieht, daß die erstere Kurve eine gerade Linie ist, im Gegensatz zu der zweiten. Es ist wahrscheinlich, daß, wenn die

1) Guertler, Jahrbuch d. Radioaktivität u. Elektronik **5**, 69, 1908.

Digitized by Google

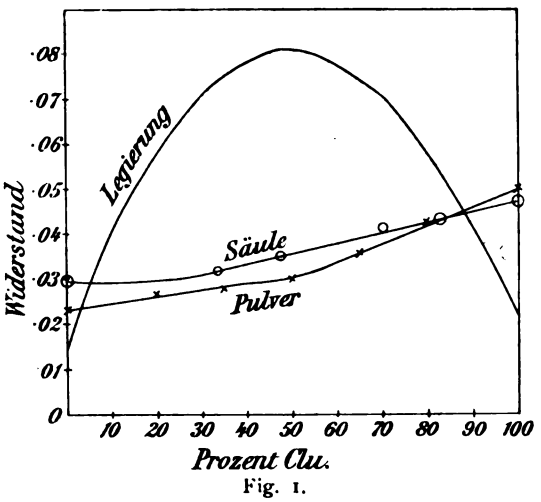


Fig. 1.

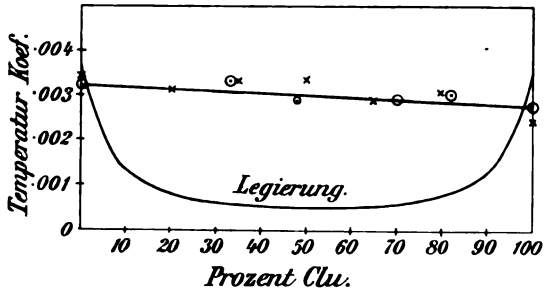


Fig. 2.

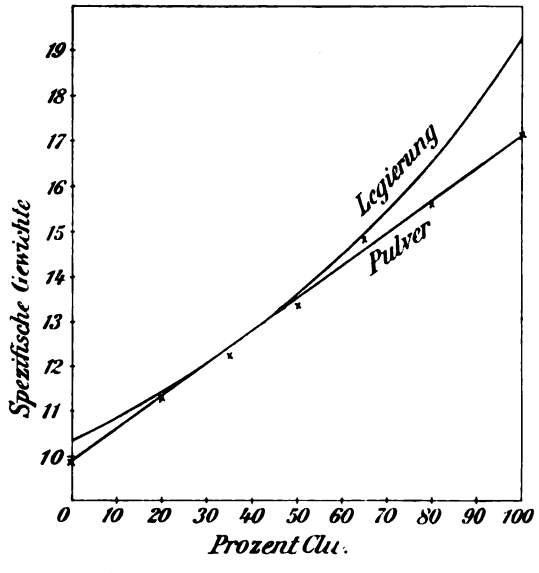


Fig. 3.

Stäbe unter stärkerem Drucke hergestellt worden wären, die Dichte teilweise größer als die der entsprechenden Legierungen gewesen wäre. Das deutet auch darauf hin, daß die Struktur der Legierungen, die den hohen Widerstand bedingt, mehr ist als eine bloße enge Anordnung von Teilchen nebeneinander.

Wenn aber der Peltier-Effekt überhaupt eine Wirkung hat, so muß dieselbe sehr klein sein, und kann also nur einen kleinen Anteil an der Erhöhung des Widerstandes haben. Willows[1]) versuchte diesen Anteil zu bestimmen, indem er den Wechselstromwiderstand für Legierungen maß. Er hoffte hierdurch den Peltier-Effekt zu verringern, indem bei hinreichend schnellem Wechseln sich kein stationärer Temperaturwiderstand ausbilden würde. Er konnte aber keinen Unterschied gegenüber dem Gleichstromwiderstand finden.

Herrn Geheimrat Riecke spreche ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die liebenswürdige Unterstützung bei Ausführung derselben meinen herzlichsten Dank aus. Ebenso bin ich Herrn Professer Prandtl für die freundliche Zurverfügungstellung der hydraulischen Presse zu großen Dank verpflichtet.

1) Willows, Phil. Mag. (6) **12**, 604, 1906.

Physikalisches Institut Göttingen, März 1910.

(Eingegangen 14. März 1910.)

Über das Silber-Nickel-Thermoelement.

Von G. v. Hevesy und E. Wolff.

1. Einleitung. Im Gegensatze zu den meisten anderen thermoelektrischen Kombinationen des Nickels[1]) liegen bis jetzt keine Untersuchungen über das Silber-Nickel-Thermoelement vor. Nur Matthiessen[2]) erwähnt, daß die Thermokraft dieses Elementes das 5,02 fache der *Ag-Cu*-Kombination beträgt und Bachmetjew[3]), daß die Thermokraft unseres Elementes zunimmt, falls der Silberdraht gespannt wird. Mit der Aufnahme von Abkühlungskurven in alkalischen Schmelzen beschäftigt, bediente sich einer von uns dieser gegen geschmolzene Ätzalkalien widerstandsfähigen Kombination und fand bei dieser Gelegenheit, daß sich das Silber-Nickel-Thermoelement im Bereich von -80^0 bis $+920^0$ sehr gut zur Temperaturmessung eignet. Es sollen deshalb im folgenden nähere Angaben über dieses Thermoelement gemacht werden.

2. Erzeugung der Temperaturen und Messung der Thermokraft. Die zwischen

1) Vgl. z. B. die Zusammenstellung von Braun in Winkelmanns Handbuch der Physik, Bd. III.
2) Pogg. Ann. **103**, 412, 1858.
3) Beibl. **15**, 1890.

Digitized by Google

0^0 und -80^0 liegenden Temperaturen wurden in einem Dewargefäß mit fester Kohlensäure bzw. Kältemischungen erzeugt, die zwischen 0^0 und 920^0 liegenden in einem elektrisch geheizten Nickelofen, dieser, mit 50 Volt Spannung

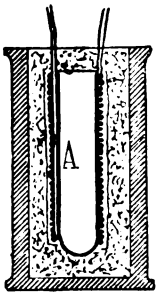


Fig. 1.

und 0 bis 9 Ampere geheizt, ist in Fig. 1 abgebildet (1 : 10). In der als Heizkörper dienenden Porzellanröhre bzw. in Dewargefäß wurden zwei Thermoelemente untergebracht, zwischen deren Lötstellen sich ein von der Reichsanstalt geeichter Widerstandsthermometer befand. Der mit Hilfe einer Wheatstoneschen Brücke gemessene Widerstand des letzteren ergab die Ofen- bzw. Lötstellentemperatur, wobei als Nullinstrument ein d'Arsonval-Galvanometer von der Empfindlichkeit 10^{-9} diente, das gleichzeitig auch zur Ermittlung der gesuchten Thermokraft Anwendung fand, welche sich durch Vergleichen mit einer bekannten elektromotorischen Kraft ergab. Diese letztere wie auch die Thermokraft konnte mit Hilfe einer Wippe abwechselnd, nach dem Passieren eines Widerstandskastens von ca. 10000 Ohm, an ein Galvanometer gelegt werden. Die bekannte elektromotorische Kraft lieferte die Abzweigung eines kurzgeschlossenen Akkumulators, die Spannung wurde durch Vergleichen mit zwei hintereinander geschalteten Westonelementen kontrolliert, wobei Akkumulator und Normalelemente denselben Graphitwiderstand von 10^6 Ohm passierten. Mit Hilfe dieser Anordnung konnte die Thermokraft bis auf 1 Mikrovolt genau ermittelt werden.

3. Das Thermoelement. Wir benützten 0,4 mm starke Drähte von je 1 m Schenkellänge. Der Nickeldraht wurde uns freundlichst von den „Vereinigten Deutschen Nickelwerken" Schwerte i. W. überlassen, der Silberdraht stammte aus der „Deutschen Gold- und Silberscheideanstalt" Frankfurt a. M. Der mit Hilfe der Wheatstoneschen Brücke ermittelte Widerstand des Thermoelementes betrug 0,834 Ohm (0,729 des *Ni* und 0,105 des *Ag*-Drahtes). Zusammengeschmolzen wurden die zwei Drähte im Gebläse, das geschmolzene Silber verbindet sich leicht mit dem festen Nickel; das Zusammenschmelzen der Drähte wird so zu einer sehr einfachen Operation. Die zweite Lötstelle befand sich in Eis, das Element in einem üblichen Porzellanschutzrohr.

4. Die Thermokraft und ihr Temperaturkoeffizient. Die durch die warme Lötstelle vom Nickel zum Silber fließende Thermokraft ist aus der Figur 2 — wie auch aus der Tabelle I — zu ersehen, die Abszisse ist die Temperatur, die dazu gehörige Ordinate die Thermokraft in Millivolts ausgedrückt. Wie aus den Zahlen der Tabelle ersichtlich, tritt im Temperaturintervall -80^0 bis $+900^0$ weder ein neutraler noch ein Inversionspunk auf. Die Kurve kann nicht durch eine Gleichung zweiten Grades ausgedrückt werden; Holborn und

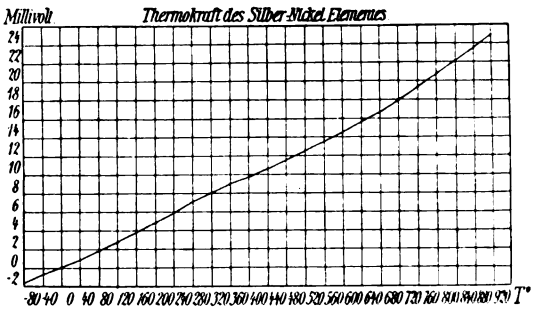


Fig. 2.

Tabelle I.

T	E (Millivolt)	$\frac{dE}{dT}$ (Mikrovolt)
-80^0	1,676	22,1
-40^0	0,793	19,8
$\pm 0^0$	0	0
40^0	0,706	17,9
80^0	1,655	23,7
120^0	2,709	26,1
160^0	3,906	26,9
200^0	4,956	26,2
240^0	5,998	26,0
280^0	7,016	25,5
320^0	8,016	25,0
360^0	9,104	22,0
400^0	9,827	20,0
440^0	10,683	21,5
480^0	11,582	22,5
520^0	12,504	23,0
560^0	13,491	24,8
600^0	14,500	25,3
640^0	15,554	26,3
680^0	16,653	27,5
720^0	17,952	32,5
760^0	19,349	33,7
800^0	20,728	35,0
840^0	22,109	35,0
880^0	23,507	35,0
920^0	24,878	35,0

Digitized by Google

Day[1]), die eine große Anzahl Thermoelemente untersuchten, fanden bekanntlich, daß für keine einzige Kombination die Avenariussche Gleichung im ganzen Intervall von -185 bis $+950^0$ anwendbar ist.

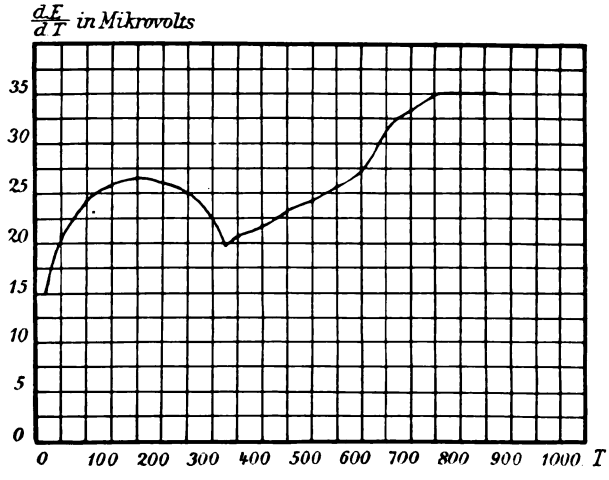


Fig. 3.

Fig. 3 enthält den in Mikrovolts ausgedrückten Temperaturkoeffizienten der Thermokraft als Ordinate. Letzterer nimmt zuerst bis etwa 180^0 zu, erreicht dann bei 370^0 ein Minimum und wird nach einer weiteren Zunahme von 780^0 an konstant. Sein größter Wert beträgt 35,0, der kleinste 17,9 Mikrovolts pro 1^0.

5. Umwandlung des Nickels und Temperaturkoeffizient der Thermokraft. Es ist zu erwarten, daß der Temperaturkoeffizient der Thermokraft als Funktion der Elektronenzahl im Umwandlungspunkte eine Unstetigkeit erleidet. Ein Maximum des Temperaturkoeffizienten ist bei 220^0, ein Minimum bei 370^0 vorhanden. Harrison[2]), der einen ähnlichen Lauf des Temperaturkoeffizienten des Kupfer-Nickel-Thermoelement, fand, konnte zeigen, daß bei derselben Temperatur (bei etwa 380^0), wo $\frac{dE}{dT}$ ein Minimum hat, auch der Widerstand des Nickels eine Unstetigkeit erleidet. Weitere Umwandlungspunkte[3]) machen sich weder in der Widerstands-, noch in der thermoelektrischen Kurve bemerkbar.

6. Über die Reproduzierbarkeit der Angaben des Silber-Nickel-Elementes. Die Angaben unseres Elementes lassen sich mit einer Genauigkeit von $+ 0{,}5^0$ reproduzieren. Diese Abweichung rührt vermutlich von einer kleinen Hysteresis in der Nähe des Umwandlungspunktes her, für die letztere Auffassung spricht die Tatsache, daß bei der Aufnahme von Abkühlungskurven mit nicht zu verschiedenen Abkühlungsgeschwindigkeiten die Übereinstimmung zweier Beobachtungen eine vorzügliche ist, so zeigte z. B. ein nacktes Silber-Nickel-Element, den $NaNO_3$-Schmelzpunkt bei $306{,}3^0$ und nach der Aufnahme von etwa 20 verschiedenen Abkühlungskurven denselben Punkt bei $306{,}5^0$, die Abweichung betrug also nur $+ 0{,}1^0$.

Gleichfalls gute Erfahrungen machte Pecheux[1]) mit dem Kupfer-Nickel-Element, dessen Angaben sich mit einer Genauigkeit von 0,70 reproduzieren lassen sollen. Die Herren v. Pirani und v. Siemens machten gute Erfahrungen mit dem Eisen-Nickel-Thermoelement, dessen sie sich bei ihren Leitfähigkeitsmessungen von Isolatoren bei hohen Temperaturen[2]) bis 1000^0 bedienten. Nach einer freundlichen Mitteilung des Herrn W. v. Siemens zeigten verschiedene Elemente aus demselben Material höchstens nur $\pm 3^0$ verschiedene Werte.

7. Die Einwirkung des Luftsauerstoffs auf das Silber-Nickel-Element. Erhitzt man die Thermoelemente längere Zeit hindurch bei reichlichem Luftzutritt auf 600^0—700^0, so wird der Nickeldraht brüchig, die Thermokraft steigt an und hört später wegen Unterbrechung des Kontaktes völlig auf. Eine unter solchen Bedingungen aufgenommene Kurve steigt von 550^0 an steiler an, als die normale Kurve, zeigt bei 650^0 eine um 2,5 Millivolt größere Thermokraft als die letztere und hört bald darnach auf.

Die Bedingungen des Brüchigwerdens der zur Widerstandsheizung benützten Nickeldrähte untersuchten R. Lorenz und einer von uns[3]) und fanden, daß das Zerbröckeln in der Hauptsache durch das Hineinziehen des oberflächlich gebildeten Nickeloxyds ins Drahtinnere bewirkt wird, und daß es durch Ausschließen des atmosphärischen Sauerstoffs verhindert werden kann[4]). Beim Nickeldraht unseres Thermoelementes liegt derselbe Fall vor, nur werden die dünnen Thermoelementdrähte noch leichter vom Oxyd

1) Berl. Ber. 1899, S. 691.
2) Phil. Mag. **6**, (3) 192, 1902.
3) Vgl. auch Battelli, Beibl. **12**, 589, 1888; Lindsay, Edinb. Proc. **29**, 57, 1908.

1) La Lumière Electrique **7**, 137, 1909.
2) Z. f. Elektrochem. **15**, 969, 1909.
3) R. Lorenz und G. v. Hevesy, Z. f. Elektrochem. **16**, V, 1910.
4) Eine polymorphe Umwandlung des Nickels ist unwahrscheinlich, da weder Thermokraft noch Widerstand als Temperaturfunktionen eine solche anzeigen, doch tritt möglicherweise eine Art Cohensche Forcierkrankheit auf, da auch vollständiger Sauerstoffausschluß auf die Dauer das Sprödewerden des Drahtes nicht völlig zu verhindern vermag.

Digitized by Google

durchdrungen. Verhindert man jedoch die Luftzufuhr durch Anwendung von Schutzröhren, die zweckmäßig am oberen Ende noch mit Wasserglas abgedichtet werden, so ist die Lebensdauer auch oberhalb 600°—700° beanspruchter Thermoelemente eine sehr lange. Übrigens lassen sich diese Thermoelemente, da sie nur einen Wert von 5—10 Pf. darstellen, leicht durch neue ersetzen.

Zusammenfassung. Die Eigenschaften des Silber-Nickel-Thermoelementes wurden besprochen und gezeigt, daß diese wohlfeile Kombination eine große Thermokraft und Temperaturkoeffizienten besitzt und ihre Angaben gut reproduzierbar sind. Diese Eigenschaften machen das Element zur Messung von Temperaturen im Intervall von — 80° bis + 920° sehr brauchbar.

Ferner wurde auf das Zusammenfallen des Minimums des Temperaturkoeffizienten der Thermokraft dieser Kombination mit dem Umwandlungspunkt des Nickels hingewiesen.

Zürich, Laboratorium für Elektrochemie und physikalische Chemie des eidg. Polytechnikums, 27. März 1910.

(Eingegangen am 29. März 1909.)

Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten. III[1]).

Von W. Guertler.

Ein schon vor längerer Zeit in dieser Zeitschrift erschienener Artikel von E. Rudolfi, diese Zeitschr. **9**, 607, 1908, veranlaßt mich, angesichts der von demselben entwickelten Anschauung, daß ich zu Unrecht mir irgendeines der Gesetze über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen anmaßte, da sie von Le Chatelier längst vorher „klar ausgesprochen" worden seien, dem in folgendem die von Le Chatelier bereits mitgeteilten und die von mir hinzugetragenen Gesetze gegenüberstellen.

Ich beginne mit den 33 Druckzeilen der Arbeit Le Chateliers, auf die sich Herr Rudolfi beruft. Ich möchte nicht versäumen, dabei ausdrücklich zu betonen, daß es mir durchaus fern liegt und stets fern gelegen hat, den Wert der Arbeiten Le Chateliers irgendwie schmälern zu wollen. Ich bin mir im Gegenteil der großen Genialität eines Le Chatelier nicht weniger bewußt wie irgendein anderer, und verhehle mir nicht, daß es zu jener Zeit[2]) eine weit höhere Leistung bedeutete, die Zusammenhänge zum Teil zu ahnen, als heute auf Grund des vollständigen Tatsachenmaterials sie zu beweisen. Es ist lediglich, wie ich auch in meiner ersten Leitfähigkeitsarbeit ausdrücklich betonte[1]), der Unzulänglichkeit des Le Chatelier seinerzeit vorliegenden Materials zuzuschreiben, daß er bei Entwicklung seiner Theorie zu unzureichenden oder gar falschen Annahmen geführt wurde. Nur die Angriffe des Herrn Rudolfi veranlassen mich, im Gegensatz zu meinen Äußerungen an anderer Stelle[2]), hier gerade auf die Lücken und Fehler der Darlegungen Le Chateliers hinzuweisen.

Zunächst findet sich bei Le Chatelier die Äußerung: „Il semble à priori, que, dans le cas d'alliages constitués par la juxtaposition de cristaux des deux métaux, la conductibilité doive être la somme des conductibilités propres des quantités des deux métaux entrant dans l'alliage". Diese Vermutung, die Le Chatelier in fünf Fällen bestätigt findet, hat sich nicht bestätigt. Das Gesetz hat nur dann Gültigkeit, wenn die Leitfähigkeitswerte der beiden Komponenten wie in den fünf von ihm herangezogenen Fällen nahezu gleich sind[3]). Über die Notwendigkeit der anderenfalls auftretenden starken Abweichungen habe ich näheres an anderer Stelle[4]) dargelegt. Diese erste Regel von Le Chatelier ist also nur bedingt richtig.

Als zweites gibt Le Chatelier zu der in einzelnen Legierungen beobachteten Leitfähigkeitserniedrigung folgende Deutung:

„On ne peut jusqu'ici, rattacher d'une façon certaine cette particularité à la constitution chimique de l'alliage sans faire des hypothèses discutables. Matthiessen avait conclu à l'existence de transformations allotriques, mais cette conclusion est contredite par l'étude des autres propriétés. Il semblerait plutôt, que cet accroissement de résistance doive être attribué à la production de mélanges isomorphes. Cette conclusion semble difficilement contestable dans le cas des alliages de fer avec le nickel et le manganèse de l'argent avec de l'or."

Die Worte: „Il semble plutôt que", sowie der hinzugefügte Satz: „On ne peut jusqu'ici

1) I: Diese Zeitschr. **9**, 29, 1908; II: Diese Zeitschr. **9**, 404, 1908.

2) Herr Rudolfi macht mir auch den Vorwurf, „verschwiegen" zu haben, daß Le Chatelier seine Darlegungen im Jahre 1901 angesichts der fortgeschrittenen metallographischen Erkenntnisse wiederholt habe. Sollte Herr Rudolfi in der Tat nicht bemerkt haben, daß es sich lediglich um einen absolut unveränderten Abdruck in einem Sammelwerke handelt, in welchem mehrere Pariser Forscher frühere Arbeiten unter dem Titel „Contributions à l'étude des alliages" in Buchform vereinigten?

1) Zeitschrift für anorgan. Chem. **51**, 398 ff., 1906.

2) l. c. ferner ebendort **54**, 58, 1907 und Jahrb. d. Radioaktivität und Elektronik **5**, 19, 1908.

3) Jahrbuch d. Radioaktivität und Elektronik **5**, 35, 36, 41, 42, 1908.

4) Vergl. die betr. Abschnitte der zitierten Arbeiten.

Digitized by Google

. . . hypothèses discutables" beweisen wohl deutlich genug, daß Le Chatelier nichts anderes als eine Vermutung, sicherlich keinen bewiesenen Satz zu geben beabsichtigte. Er selbst schreibt überdies auch an anderer Stelle zur selben Zeit: „cette diminution rapide de la conductibilité . . . ne peut jusqu'ici au point de vue théorique, être utilisée dans les recherches sur la constitution chimiques des alliages."

Es ist vielleicht Sache des Temperaments, ob man diese auf zwei Beispiele (bei denen obendrein nach Le Chateliers eigener Mitteilung der Tatbestand ununterbrochener Reihen fester Lösungen ebenfalls völlig noch eine unbewiesene Annahme war) gegründete Vermutung mit Herrn Rudolfi als Gesetz ansehen will. Die wissenschaftliche Literatur jedenfalls bringt in den 13 Jahren, die zwischen diesen Äußerungen Le Chateliers und meinen Arbeiten über den Gegenstand verstrichen sind, meines Wissens nicht eine einzige Stelle, die mit dieser Äußerung als einem auch nur halbwegs erwiesenen Gesetze rechnet.

Endlich spricht Le Chatelier noch von Verbindungen; er schreibt: „On observe pour une certaine compositon un relèvement de la conductibilité, la courbe présentant un maximum anguleux. A première vue l'existence de ce maximum semble bien correspondre à une combinaison définie." In diesem Falle war Le Chatelier mit seiner Vermutung weniger glücklich. Die von ihm mit Hilfe dieser Regel angegebenen Verbindungen stimmen nur in zwei von den herangezogenen Fällen. Meine Regel 5 (cf. weiter unten) betont, daß die Existenz eines Maximums für die Existenz einer Verbindung nicht notwendig ist.

Damit ist erschöpft, was von Leitfähigkeitsgesetzen sich schon bei Le Chatelier findet, und, wie mir scheint, auch erklärt, weshalb Le Chateliers Gesetzmäßigkeiten, auch soweit sie zutreffen, trotz des so angesehenen Namens ihres Autors, bis heute in der Fachwelt keinerlei Beachtung als wissenschaftliche Fakta gefunden haben, so daß in den folgenden Jahren Lord Rayleigh und Liebenow bei Aufstellung ihrer Theorien über die Leitfähigkeit der Legierungen die Theorien Le Chateliers überhaupt nicht berücksichtigten, und daß noch im Jahre 1904 Roozeboom in seinem bekannten Buche über die heterogenen Gleichgewichte (Bd. II, S. 188, 189) zu dem Schluß kam: „daß die existierenden Versuche über das Leitungsvermögen binärer Legierungen nur in sehr beschränkter Weise auf die Frage nach der Natur der festen Phasen Aufschluß geben können."

Ich bin in der Tat nach wie vor der Meinung, daß erst nach meinen Darlegungen die gesetzmäßigen Zusammenhänge der Leitfähigkeit und ihres Temperaturkoeffizienten mit der Konstitution der Legierungen als klargestellte Fakta angesehen werden können, mit denen sich rechnen läßt.

Was ich nun zu den Leitfähigkeitsgesetzen Neues hinzugetragen habe, ist zunächst ein umfassender, sowohl durch eigene Konstitutions- und Leitfähigkeitsuntersuchungen, wie unter Heranziehung und Diskussion zahlreicher anderer Arbeiten erbrachter Beweis des zweiten Le Chatelierschen Satzes. Als Beweis erkennt ihn jedenfalls die wissenschaftliche Literatur offenbar an, da seit meinen betr. Publikationen zahlreiche Untersuchungen sich mit dem neuen Tatbestande auseinandersetzen.

Desweiteren stellte ich folgende neue Sätze auf:

1. Die Leitfähigkeit derjenigen Legierungen, welche aus heterogenen Gemengen zweier Kristallarten bestehen, verläuft als Kurve in Abhängigkeit von der Konzentration dargestellt in erster Annäherung geradlinig[1])[2]), doch wird diese Annäherung schwächer mit wachsender Differenz der Leitfähigkeitswerte der beiden Ausgangsmetalle[3]).

Dieser Satz unterscheidet sich von dem ersten von Le Chatelier nur durch relativ geringe Modifikationen, die aus theoretischen Betrachtungen heraus notwendig wurden.

2. Bei begrenzter Mischbarkeit der Komponenten im kristallisierten Zustande gilt zwischen den Konzentrationen der gesättigten Mischkristalle der erwähnte, von Le Chatelier vermutete (und jetzt bewiesene) Satz (No. 2 bei Le Chatelier) innerhalb der Mischkristallreihen, vor der Erreichung der Sättigungsgrenze aber das Gesetz 2[4]).

3. Bei Existenz einer Verbindung innerhalb einer Mischkristallreihe entspricht der Konzentration derselben ein Maximum der Leitfähigkeit[5]), wodurch ein neues Kriterium für den Nachweis von Verbindungen innerhalb fester Lösungen erbracht wird.

4. Bei Existenz von m neuen Verbindungen als selbständigen Kristallarten innerhalb der Legierungen läßt sich das Zustandsdiagramm in $m + 1$ einzelne binäre Diagramme zerlegen. Auf jedes einzelne derselben lassen sich dann die obigen Gesetze wieder anwenden wie zwischen reinen Metallen[6]).

1) Zeitschr. für anorg. Chemie **51**, 430, 1906.
2) Jahrbuch d. Radioaktivität u. Elektronik **5**, 41 bis 42, 1908.
3) Jahrbuch d. Radioaktivität u. Elektronik **5**, 35 bis 36, 1908.
4) Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 431, 432, 1906.
5) Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 433, 1906.
6) Zeitschr. f. anorgan. Chem. **51**, 431, 1906.

Digitized by Google

5. Den verschiedenen Verbindungen entsprechen deshalb auf der Leitfähigkeitskurve mehr oder weniger deutliche Knicke, eventuell Maxima oder Minima. Es ist jedoch nicht notwendig, daß einer neuen Kristallart ein Maximum der Leitfähigkeitskurve entsprechen müßte[1]).

6. Die in Mischkristallen auftretende Leitfähigkeitserniedrigung läßt sich nicht auf die von Rayleigh und Liebenow angegebene Weise durch Thermokräfte erklären[2]).

7. Der durch Mischkristallbildung hervorgerufene Zusatzwiderstand W_2, den man durch Subtraktion des nach der Mischungsregel berechenbaren von dem beobachteten Widerstande erhält, läßt sich nach durchgeführter Korrektion der in Volumprozenten gegebenen Konzentrationen gemäß dem Atomvolumen in Atomprozente, K, darstellen, durch den Ausdruck

$$W_2 = K(1 - k)C,$$

wobei C eine für das gegebene Metallpaar feststehende Konstante ist[3]).

8. Legierungen, in welchen der absolute Temperaturkoeffizient nahezu konstant und dem der reinen Metalle gleich ist, enthalten Mischkristallbildung nur in ganz minimalem Maße[5]).

9. Zeigt die Kurve des Temperaturkoeffizienten in Abhängigkeit von der Konzentration einen starken Abfall von beiden reinen Komponenten aus und einen kontinuierlichen Verlauf mit tiefem abgerundetem Maximum, so liegt eine ununterbrochene Reihe von Mischkristallen vor[4]).

10. Zeigt die Kurve des Temperaturkoeffizienten in Abhängigkeit von der Konzentration einen starken Abfall von beiden reinen Komponenten aus, bei mittleren Konzentrationen ein geradliniges, durch zwei Knicke begrenztes Stück, so liegen entsprechend den beiden stark abfallenden Ästen Mischkristallreihen, entsprechend dem geradlinigen Mittelstück jedoch eine Mischungslücke vor[4]).

11. Der Temperaturkoeffizient neuer, durch Verbindung der beiden Komponenten in den Legierungen auftretender Kristallarten ist nur wenig geringer als der der reinen Metalle[5]).

12. Innerhalb der Konzentrationsgebiete, die Gemenge zweier verschiedener einzelner Kristallarten darstellen, ist der Verlauf des Temperaturkoeffizienten denselben Gesetzen unterworfen, die zwischen zwei reinen Metallen gelten, aus denen sich keine intermediären Kristallarten bilden.

1) Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 431, 1906.
2) Zeitschr. f. Elektrochemie **13**, 446, 1907.
3) Jahrbuch d. Radioaktivität und Elektronik **5**, 19ff., 1908. Letzter Teil.
4) Zeitschr. f. anorg. Chem. **54**, 76, 1907.

13. Auch in den wenigen Fällen, wo Ausnahmen des der Ableitung dieser letzten Gesetze über den Temperaturkoeffizienten zugrundeliegenden Gesetzes von Matthiessen auftreten, bleibt doch die Gestalt der Kurven des Temperaturkoeffizienten derartig, daß das Ablesen der Konzentrationen der einzelnen Verbindungen und der gesättigten Mischkristalle aus ihnen nicht weniger deutlich und sogar noch schärfer als aus den Leitfähigkeitskurven möglich ist[1]).

14. Die von Barus gegebene Gesetzmäßigkeit, daß sich — wenn man von einem gegebenen Ausgangsmetalle ausgeht, dem man verschiedene andere Elemente zusetzt —, für alle die erhaltenen Legierungen eine gemeinsame lineare Beziehung zwischen der Leitfähigkeit und ihren Temperaturkoeffizienten aufstellen läßt, hat nur so lange Gültigkeit, als diese Zusätze von dem Ausgangsmetalle in fester Lösung aufgenommen werden, versagt aber, sobald der Zusatz ein heterogenes Gemenge erzeugt[2]).

Endlich gab ich die Konstruktionen der Raumdiagramme mit den drei Achsen: Temperatur, Konzentration und spezifischen Widerstand für die beiden Grenzfälle (aus denen sich alle anderen kombinieren lassen) der vollständigen gegenseitigen Löslichkeit und der völligen Unlöslichkeit der beiden Komponenten ineinander[3]).

Was die übrigen Punkte des Rudolfischen Angriffes anbetrifft, so muß ich zunächst die von ihm gemachte Äußerung, daß ich mich mit einem Teile seiner Bedenken („mit Anwendung eines eigenartigen Kunstgriffs") einverstanden erklärt habe, leider korrigieren. Von einer Zustimmung zu den Ausführungen des Herrn Rudolfi bin ich ganz im Gegenteil sehr weit entfernt.

Die anderen Punkte der Ausführungen des Herrn Rudolfi finden ihre Erledigung ohnehin an anderem Orte, da ich auf die betreffenden Fragen näher einzugehen beabsichtige. Nur das „eigentümliche Mißgeschick", das mir Herr Rudolfi betreffend die Gold-Zinn-Legierungen vorwirft, möchte ich gleich hier besprechen:

Bei der Besprechung der Gold-Zinn-Legierungen und der Leitfähigkeitsuntersuchungen Matthiessens an denselben hatte ich anfänglich übersehen, daß die Formeln von Matthiessen nach den alten Äquivalentgewichten statt in unseren heutigen Atomgewichten gegeben waren. Von Vogel auf diesen Rechenfehler aufmerksam gemacht, hatte ich die entsprechende Korrektur[4]) gegeben. Herrn Rudolfi erscheint nun die Tatsache „in einem bedenklichen Lichte", daß es mir in beiden Fällen, bei Annahmen von Äquivalent- wie von Atomprozenten, keine Schwierig-

1) Zeitschr. f. anorgan. Chem. **54**, 76 ff., 1907.
2) Diese Zeitschr. **9**, 36, 1908.
3) Jahrbuch d. Radioakt. u. Elektronik, l. c.
4) Zeitschrift f. anorg. Chem. **54**, 87 ff., 1907.

Digitized by Google

keit machte, diese Formel mit den Aussagen der elektrischen Leitfähigkeit in Einklang zu bringen.

Der Sachverhalt ist folgender. Es handelte sich darum, festzustellen, ob die Leitfähigkeitswerte (so weit sie von Matthiessen gegeben waren) Knicke bei denjenigen Punkten zeigten (ob Maxima, Minima oder keines von beiden, kam nicht in Betracht), bei denen die Konzentrationen der nach anderen Methoden von Vogel nachgewiesenen Verbindungen liegen. Die Leitfähigkeitskurve zeigte drei Knicke bei den drei Formeln: *Au Sn*, *Au Sn*$_2$, *Au Sn*$_4$, von denen der erstere nur ganz schwach ausgebildet war, welche im übrigen aber mit den von Vogel gegebenen Formeln identisch sind. Bei der Umrechnung in die richtigen Atomformeln, verschieben sich die drei Knicke:

von *Au Sn*$_4$ nach *Au Sn*$_2$
„ *Au Sn*$_2$ „ *Au Sn*
„ *Au Sn* „ *Au*$_2$ *Sn*.

In dieser neuen Lage entsprachen also wieder zwei der Formeln (*Au Sn*$_2$ und *Au Sn*) unverändert den tatsächlichen Verbindungen. Nur der dritte Knick, welcher ohnedies, wie gesagt, am schwächsten ausgeprägt war, entsprach, wie ich (l. c.) darlegte, einer Verbindung jetzt nicht mehr.

Diese an der zitierten Stelle bereits eingehend geschilderte Sachlage benutzt Herr Rudolfi zu einer Verdächtigung derselben als „in bedenklichem Lichte" erscheinend.

Die Verantwortung seiner persönlichen Bemerkungen überlasse ich Herrn Rudolfi.

(Eingegangen am 2. April 1910.)

Die Redaktion schließt hiermit die Diskussion über diesen Gegenstand.

BESPRECHUNGEN.

P. Schafheitlin, Die Theorie der Besselschen Funktionen. (Mathematisch-physikalische Schriften. No. 4.) 8. V u. 129 S. mit 1 Figurentafel. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 2.80, gebunden M. 3.20

Der bekannte Spezialforscher auf dem Gebiete der Besselschen Funktionen bietet uns hier eine gediegene kleine Monographie dieser von Tag zu Tag für die theoretische Physik wichtiger werdenden Transzendenten. Freilich muß ich bezweifeln, ob gerade die Ingenieure und Studierenden, an die sich die Sammlung doch wendet, sehr viel Nutzen davon haben werden: die Darstellung ist zu abstrakt, ich möchte sagen, zu wenig von physikalischem Geiste erfüllt. Aufgefallen ist mir z. B. in dieser Richtung, daß kein Hinweis in dem Büchlein sich findet, daß und wo Tabellen der Funktionen vorhanden sind.

Cl. Schaefer.

H. J. Oosting, Inleiding tot de technische Thermodynamica. gr. 8. VIII u. 171 S. Helder, C. de Boer jr. 1909.

Das vorliegende Buch, das vom Verfasser für den Unterricht an dem Kgl. Institut für die Marine bestimmt ist, stellt eine kurz gefaßte Einführung in die technische Wärmelehre dar, die wohl geeignet ist, den Anfänger mit den Grundlagen derselben vertraut zu machen; für das Verständnis genügt die Kenntnis der elementaren Sätze der Differential- und Integralrechnung. Nach kurzer Darlegung der Gasgesetze und einer Erläuterung über das Wesen der Wärme folgt die Behandlung der beiden Hauptsätze der Thermodynamik, wobei der Begriff der Entropie, der für gewöhnlich einige Schwierigkeiten bereitet, sehr geschickt eingeführt wird. Das darauffolgende Kapitel behandelt die Lehre von den Dämpfen und es wird hier von der van der Waalsschen Zustandsgleichung ausgiebig Gebrauch gemacht. Für die kalorischen Größen des Wasserdampfes sind die neuesten Daten nach Messungen in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt und dem Münchner Laboratorium für technische Physik benutzt worden, und für die Zustandsgleichung ist die technisch bequemste von Callendar vorgeschlagene Form gewählt, die auch den neuen Tabellen und Diagrammen für Wasserdampf von Mollier zugrunde liegt. Besonders eingehend wird hier die Frage nach der spezifischen Wärme des überhitzten Wasserdampfes untersucht und die Resultate der verschiedenen Forscher (Regnault, Holborn und Henning, Knoblauch und Jacob, Malard und Le Chatelier, Langen) miteinander verglichen. — Etwas zu skizzenhaft für ein Buch über technische Thermodynamik ist im letzten Abschnitt die Anwendung der gewonnenen Sätze auf die Theorie der Dampf-, Gas- und Kältemaschinen gebracht, wobei nur die theoretischen Idealprozesse und Wirkungsgrade angegeben sind, und die überaus wichtigen thermischen Verluste nur vorübergehend erwähnt werden. Gänzlich fehlt im vorliegenden Buch die Lehre von der strömenden Bewegung der Gase und Dämpfe und ihre Anwendung auf die Theorie der Dampfturbinen; dafür wird andererseits über die Verflüssigung schwer koerzibler Gase und die Erreichung sehr tiefer Temperaturen ausführlicher berichtet.

Das Buch umfaßt 11 Druckbogen mit 41 Figuren und enthält auch ein kurzes Literaturverzeichnis, in welchem die wichtigsten neuen Quellen angegeben sind. Es kann als erste Einführung sehr wohl empfohlen werden und ist auch ohne die Kenntnis der holländischen Sprache leicht verständlich.

R. Plank.

G. Krüß u. H. Krüß, Kolorimetrie und quantitative Spektralanalyse in ihrer Anwendung in der Chemie. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage von H. u. P. Krüß. 8. XII u. 284 S. mit 52 Abbildungen im Text. Hamburg, L. Voß. 1909. M. 8.—

Die erste Auflage dieses Buches erschien 1890. Seit dieser Zeit sind die experimentellen Hilfsmittel der Kolorimetrie und quantitativen Spektralanalyse wesentlich verbessert worden. Die vorliegende Neuauflage bringt nun eine sehr vollständige Beschreibung der bis jetzt konstruierten Instrumente für diese beiden Gebiete der quantitativen Analyse und gleichzeitig eine Anleitung zum Gebrauch der Instrumente. Ferner sind die optischen und physikalisch-chemischen Grundlagen der erwähnten Meßmethoden in sehr klarer und einfacher Form vorgetragen, so daß auch der Techniker nicht abgeschreckt wird. Durch eine große Zahl von Beispielen aus der anorganischen Analyse der forensischen, der Nahrungsmittel- und der Farbstoffchemie wird die

Digitized by Google

Verwendbarkeit der quantitativen optischen Analyse für die Praxis in ein helles Licht gesetzt. Gute Abbildungen und praktische Tabellen erhöhen den Wert des Buches, das als standard work auf diesem Gebiete keiner Empfehlung bedarf. K. Jellinek.

E. Leybolds Nachflg. (Cöln a. Rh.). Apparate für Schülerübungen. Zweiter Ergänzungsband zum Hauptkatalog.

Schon im allgemeinen sind die Kataloge physikalischer Apparate bedeutender Firmen nicht unwichtige Hilfsmittel der Forschung und des Unterrichts; dieses gilt in besonderem Maße von dem vorliegenden Kataloge über Apparate und Einrichtungen für physikalische und chemische Schülerübungen. Das stetig wachsende Interesse für naturwissenschaftliche Schülerübungen hat die bekannte Firma veranlaßt, hier zum ersten Male im Zusammenhange mit den in letzter Zeit erschienenen Werken über Schülerübungen diese Zusammenstellung herauszugeben. Außer den allgemeinen Laboratoriumseinrichtungen enthält der Katalog:

1. Apparate nach Prof. Grimsehl,
2. Apparate nach H. Hahn,
3. Apparate nach Prof. Noack,
4. Apparate für elementare Messungen aus der Elektrostatik nach Prof. Noack,
5. verschiedene Apparate für physikalische Schülerübungen,
6. Apparate für chemische Schülerübungen nach Dörmer-Hamburg.

So bildet der Katalog eine sehr erwünschte Ergänzung zu den bekannten Lehrbüchern der Schülerübungen und dürfte mit dazu beitragen, die Einrichtung derselben in mancher Hinsicht zu erleichtern.

Muß es doch neben der eigenen Anfertigung einfacher Apparate durch die Praktikanten selbst als ein erstrebenswertes Ziel des sogenannten Handfertigkeitspraktikums, wie es allerdings erst an wenigen Universitäten eingerichtet ist, bezeichnet werden, daß eine Sammlung einfacher physikalischer Apparate vorhanden ist, mit denen Vorlesungs- oder Demonstrationsversuche angestellt werden können.

Auch ist es wünschenswert, daß in eben diesem Praktikum die Kenntnis der einschlägigen Firmen vermittelt und das sehr lehrreiche Studium solcher Kataloge anempfohlen wird. F. Krüger.

Preisausschreiben.

v. Reinach-Preis für Mineralogie. Ein Preis von M. 1000 soll der besten Arbeit zuerkannt werden, die einen Teil der Mineralogie des Gebietes Aschaffenburg, Heppenheim, Alzey, Kreuznach, Koblenz, Ems, Gießen und Büdingen behandelt; nur wenn es der Zusammenhang erfordert, dürfen andere Landesteile in die Arbeit einbezogen werden.

Die Arbeiten, deren Ergebnisse noch nicht anderweitig veröffentlicht sein dürfen, sind bis zum 1. Oktober 1911 in versiegeltem Umschlage, mit Motto versehen, an die Direktion der Senckenbergischen Naturforschenden Gesellschaft einzusenden, von der auch das ausführliche Programm versandt wird.

Tagesereignisse.

Die kroatische Regierung plant die Errichtung einer Technischen Hochschule in Agram, die unter Zuhilfenahme einer von Dr. Zerjavic gewidmeten Spende von 200000 K zu Beginn des Schuljahrs 1910/11 eröffnet werden soll. Die vorbereitenden Arbeiten wurden dem Professor für Baumechanik an der Böhmischen Technischen Hochschule in Brünn Dr. Michael Ursiny übertragen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Göttingen Dr. Theodor von Kármán für angewandte Mechanik, an der Universität Tübingen Dr. H. Rosenberg für Astronomie, an der Universität Göttingen Dr. Sielisch für Chemie.

Ernannt: Der Professor an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Rudolf Schenck zum ord. Professor für Physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Breslau, der Dozent an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Siegfried Valentiner zum ord. Professor für Physik an der Bergakademie Clausthal, die Privatdozenten an der böhmischen Universität Prag Dr. Bohumil Kužma (Anorganische Chemie) und Dr. František Plzák (Organische Chemie), zu a. o. Professoren an der gleichen Hochschule, Dr. Allan S. Hawksworth zum Professor der höheren Mathematik an der Universität von Pittsburgh, der Privatdozent an der Universität Bonn und etatmäßige Professor an der Landwirtschaftlichen Hochschule daselbst Dr. Gerhard Hessenberg zum ord. Profestor der Mathematik an der Technischen Hochschule Breslau, Milton C. Whitaker zum Professor für Technische Chemie an der Columbia-Universität, der Dozent an der Universität Caën Dr. J. Guinchant zum ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Bordeaux und der Dozent an der Universität Lyon Dr. Henri Bénard zum Professor der allgemeinen Physik ebenfalls an der Universität Bordeaux, der Privatdozent für Meteorologie an der Universität Wien Dr. Felix M. Exner zum a. o. Professor für kosmische Physik an der Universität Innsbruck.

Verliehen: Dem Dozenten für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Heinrich Cloeren der Titel Professor.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Hofrat Dr. Franz Stolba, der ord. Professor für Allgemeine und Organische Chemie an der Universität Rom Dr. Stanislao Cannizzaro, der Foreign Secretary der Royal Astronomical Society in London und Besitzer des Upper Tulse Hill Observatory Sir William Huggins.

Gesuche.

Verbindung mit einem Physiker

gesucht, welcher einige Versuchs-Experimente gegen Honorar ausführen würde, bei denen abnorm niedrige Temperaturen zur Anwendung gelangen sollen. Hierauf reflektierende Herren, welche auf dem Gebiete der Mechanik bewandert und geneigt sind, sich mit einer neuen, wissenschaftlich hochbedeutsamen Materie zu beschäftigen, werden gebeten, ihre Adressen unter **SS. 99** postlagernd **Hohen-Neuendorf** (Nordbahn) niederzulegen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

QC
45852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

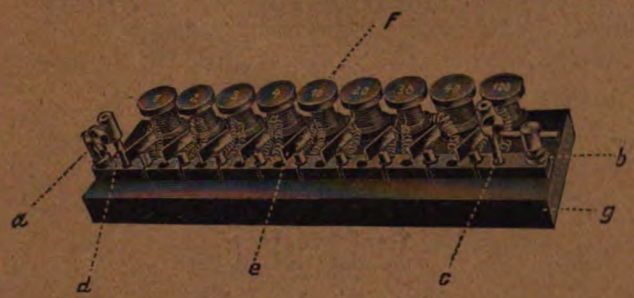
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 11. 1. Juni 1910. No. 321. 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezial-Katalog über solche Apparate erscheint demnächst.

Drehspulen-Spiegelgalvanometer	**M. 60.—**
Ablesefernrohr mit Skala	**M. 40.—**
Gleitdraht (Stromkompensator)	**M. 20.—**
Stöpselrheostat mit 9 Werten von 1—100 Ohm (siehe Fig.)	**M. 32.—**

Illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 28 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von B. G. Teubner in Leipzig, betreffend:
Pringsheim, Physik der Sonne
und einer Beilage, betreffend:
Einladung und Programm zum Internationalen Kongreß für Radiologie und Elektrizität in Brüssel 1910.

Digitized by Google

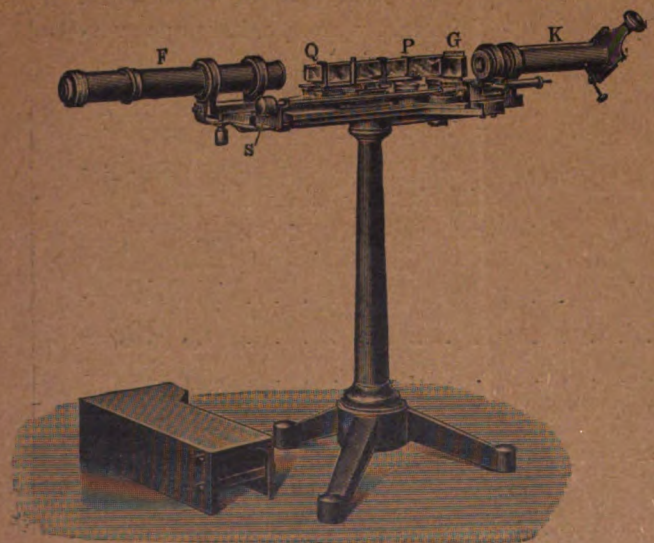
REGISTER:

(B. = Besprechung.)

Seite

Abels, K., Die Verschiebung der Interferenzstreifen, aufgefaßt als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts 503
Argongruppe: Über die Viskosität der Gase der —, v. A. O. Rankine 497
Baeyer, O. v. u. O. Hahn, Magnetische Linienspektren von β-Strahlen 488
Borne, G. v. d., Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen 483
Brown, F. C., Selenzellen von hoher Empfindlichkeit 481
— Eine neue lichtelektrische Eigenschaft am Selen . . 482
Déguisne, C., Die Aufzeichnung von Magnetfeldern mit dem Oszillographen 513
Dopplereffekt: Die Verschiebung der Interferenzstreifen, aufgefaßt als Lichtschwebungen infolge des —, v. K. Abels 503
Elektrische Schwingungskreise: Apparat zur Bestimmung der Konstanten — (wie der Frequenz, Dämpfung usw.) mittels Nullmethoden, v. L. Kann 503
Elektromotorische Kraft: Die Erzeugung von Gleichstrom durch eine sinusförmige — in einem Kreise mit veränderlichem Widerstand, v. K. Lichtenecker 507
Elektronentheorie: Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie verknüpft mit der —, v. F. Richarz. (B.) 518
Explosionskatastrophen: Über die Schallverbreitung bei —, v. G. v. d. Borne 483
Fényi, J., Bemerkung über Helligkeitsunterschiede auf der Sonnenscheibe 517
Gase: Über die Viskosität der — der Argongruppe, v. A. O. Rankine 497
Gleichstrom: Die Erzeugung von — durch eine sinusförmige elektromotorische Kraft in einem Kreis mit veränderlichem Widerstand, v. K. Lichtenecker . 507
Hagelkörner: Das Aufbewahren der — und die Untersuchung der Mikrostruktur derselben, v. B. Weinberg 516
Hahn, O. u. O. v. Baeyer, Magnetische Linienspektren von β-Strahlen 488
Hahn, O. u. L. Meitner, Eine neue β-Strahlung beim Thorium X; Analogien in der Uran- und Thoriumreihe 493
Helligkeitsunterschiede: Bemerkung über — auf der Sonnenscheibe, v. J. Fényi 517
Interferenzstreifen: Die Verschiebung der —, aufgefaßt als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts, v. K. Abels 503
Kann, L., Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungskreise (wie der Frequenz, Dämpfung usw.) mittels Nullmethoden 503
Lichtelektrische Eigenschaft: Eine neue — am Selen, v. F. C. Brown 482
Lichtenecker, K., Die Erzeugung von Gleichstrom durch eine sinusförmige elektromotorische Kraft in einem Kreis mit veränderlichem Widerstand . . . 507
Lichtschwebungen: Die Verschiebung der Interferenzstreifen, aufgefaßt als — infolge des Dopplereffekts, v. K. Abels 503
Linienspektren: Magnetische — von β-Strahlen, v. O. v. Baeyer u. O. Hahn 488
Magnetfelder: Die Aufzeichnung von — mit dem Oszillographen, v. C. Déguisne 513
Magnetische Linienspektren: — von β-Strahlen, v. O. v. Baeyer u. O. Hahn 488
Maxwellsche Theorie: Anfangsgründe der — verknüpft mit der Elektronentheorie, v. F. Richarz (B.) . . 518
Meitner, L. u. O. Hahn, Eine neue β-Strahlung beim Thorium X; Analogien in der Uran- und Thoriumreihe 493
Meteorologische Optik: —, v. J. M. Pernter. III. (B.) 519
Nullmethoden: Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungskreise (wie der Frequenz, Dämpfung usw.) mittels —, v. L. Kann 503
Optik: Meteorologische —, v. J. M. Pernter. III. (B.) 519
Oszillograph: Die Aufzeichnung von Magnetfeldern mit dem —, v. C. Déguisne 513
Pernter, J. M., Meteorologische Optik III. (B.) . . 519
Poincaré, H., Thermodynamik. (B.) 520
Rankine, A. O., Über die Viskosität der Gase der Argongruppe 497
Richarz, F., Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie verknüpft mit der Elektronentheorie. (B.) 518
Schallverbreitung: Über die — bei Explosionskatastrophen, v. G. v. d. Borne 483
Schwingungskreise: Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer — (wie der Frequenz, Dämpfung usw.) mittels Nullmethoden, v. L. Kann 503
Selen: Eine neue lichtelektrische Eigenschaft am —, v. F. C. Brown 482
Selenzellen: — von hoher Empfindlichkeit, v. F. C. Brown 481
Sonnenscheibe: Bemerkung über Helligkeitsunterschiede auf der —, v. J. Fényi 517
β-Strahlen: Magnetische Linienspektren von —, v. O. v. Baeyer u. O. Hahn 488

Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42, Prinzessinnenstrasse 16.



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Neue Apparate und Utensilien aus dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

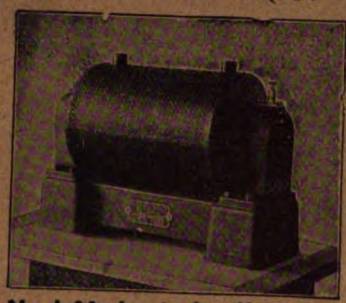
Digitized by Google

(Register.)

	Seite
β-Strahlung: Eine neue — beim Thorium X; Analogien in der Uran- und Thoriumreihe, v. O. Hahn u. L. Meitner	493
Thermodynamik, v. H. Poincaré	520
Thorium: Eine neue β-Strahlung beim — X; Analogien in der Uran- und Thoriumreihe, v. O. Hahn u. L. Meitner	493
Uranreihe: Eine neue β-Strahlung beim Thorium X; Analogien in der — und Thoriumreihe, v. O. Hahn u. L. Meitner	493
Viskosität: Über die — der Gase der Argongruppe, v. A. O. Rankine	497
Weinberg, B., Das Aufbewahren der Hagelkörner und die Untersuchung der Mikrostruktur derselben	516

Induktoren und Funkentransformatoren

D. R.-P. System Klingelfuß



von bisher **unerreichter Leistungsfähigkeit und Dauerhaftigkeit, von 10—150 cm Funkenlänge.** • Wir bauen Induktoren für **langsame, mittlere und schnelle Eigenschwingungen** entsprechend der Formel $\tau = 2\pi\sqrt{CL}$. Besonders **leistungsfähige Induktoren von 10 cm Funkenlänge** an, zum Laden von **Kondensatoren.** • **Universal-Induktoren für physikalische Institute.**

Neu! Mechanischer Unterbrecher von hervorrag. Leistungsfähigkeit.

Fr. Klingelfuß & Co., Basel (Schweiz) — Licenzinhaber für Frankreich J. Carpentier, Paris.

Illustrierte Preisliste auf Wunsch zu Diensten.

Gáti's

Barrettersatz Type 4.

M. 200.—

Vertreter für England:

Robt. W. Paul

London,

N. New-Southgate.

W. Apel, Universitäts-Mechanikus, **F. Apels Nachf.**

Geschäftsgründung 1808. ◈ **Göttingen.** ◈ Geschäftsgründung 1808.

Chemische und physikalische Apparate.

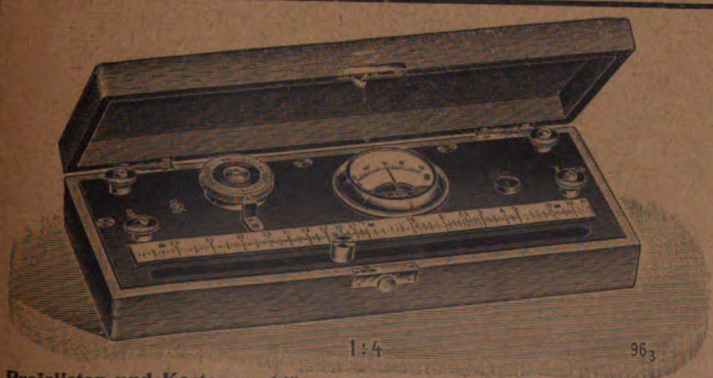
Spezialität: **Rauchgasapparate, Kalorimeter** zur Bestimmung des **Brennwertes** der verschiedenen **Brennstoffe** und von **Gasen,** nach **Ferd. Fischer.**
Thermometer nach **Ferd. Fischer.** (Taschenbuch für Feuerungstechniker.)
Apparat zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten nach **Nernst.** (Zeitschr. f. physikal. Chemie. XIV, 4.)
Totalreflektometer nach **Kohlrausch.**
Demonstrationsapparate n. **Behrendsen u. Grimsehl.**
Kristallmodelle aus Holz und Glastafeln nach **Klein, Naumann und Rose.**
Milchprüfungsbestecke nach **Tollens.**

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Dr. O. Abendroth's Leitfaden der Physik

mit Einschluß der einfachsten Lehren von der mathematischen Geographie

nach der Lehr- und Prüfungsordnung von 1893 für Gymnasien. **Vierte Auflage.**
Unter Mitwirkung von Prof. Dr. H. Hübschmann neu bearbeitet von Prof. Dr. O. Müller. **I. Band.** Kursus für Unter- und Obersekunda. Mit 44 Figuren. Preis geheftet 3 M. 60 Pf., gebunden 4 M.



1:4 963

Preislisten und Kostenanschläge stehen auf Verlangen zu Diensten.

Hartmann & Braun A.-G.,

Frankfurt a. M.

Königl. Preußische Goldene Staats-Medaille.

Spezialfabrik

für elektrische u. magnetische Meßinstrumente und Hilfsapparate für wissenschaftliche und industrielle Zwecke.

◈ **Vollständige Laboratoriums-Einrichtungen.**

Digitized by Google

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Max Planck o. Professor der theoret. Physik an der Universität Berlin.

Acht Vorlesungen über theoretische Physik gehalten an der Columbia University in New-York im Frühjahr 1909.

Mit 5 Figuren. — Preis geheftet M. 3.60, gebunden M. 4.20

C. Lorenz Aktiengesellschaft
Telephon- u. Telegraphen-Werke
Eisenbahnsignal-Bauanstalt
Berlin, S.O. 26
Elisabeth-Ufer 5-6

Folgende Sonderausgaben über

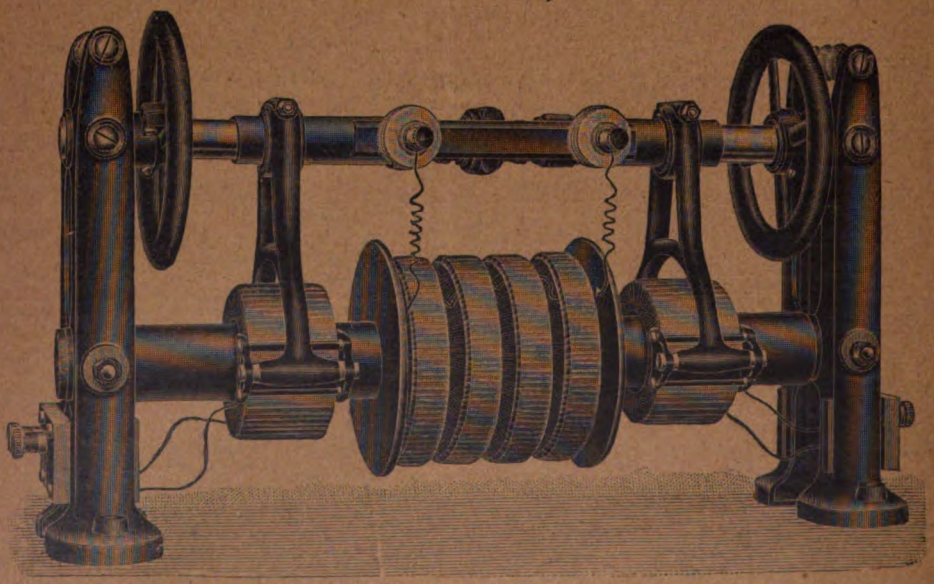
„Drahtlose Telegraphie"

sind erschienen und werden Interessenten kostenlos übersandt.

No. 136. **Leidener Flaschen, Anschlüsse und Flaschenbatterien.**
„ 139. **Selbstinduktions-Variometer.** D.R.P. und D.R.G.M.
„ 141. **Block-Kondensatoren.** D.R.G.M.
„ 142. **Drehplatten-Kondensatoren.** D.R.P. und D.R.G.M.

C. Schniewindt Neuenrade i. Westf.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D.R.P.

Digitized by Google

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Handbuch der anorganischen Chemie

in vier Bänden

herausgegeben von

Dr. R. Abegg † und **Dr. Fr. Auerbach**

etatsmäßigem Professor an der Technischen Hochschule und a.o. Professor an der Universität zu Breslau.

ständigem Mitarbeiter am Kaiserlichen Gesundheitsamt.

Bisher erschienen:

Zweiter Band, erste Abteilung.

Die Elemente der ersten Gruppe des periodischen Systems. Wasserstoff, Lithium, Natrium, Kalium, Rubidium, Cäsium, Kupfer, Silber, Gold.
Mit 34 Figuren. — Preis geheftet 24 M., gebunden 26 M.

Zweiter Band, zweite Abteilung.

Die Elemente der zweiten Gruppe des periodischen Systems. Beryllium, Magnesium, Calcium, Mörtel, Strontium, Barium, Radium, Zink, Cadmium, Quecksilber.
Mit 16 Figuren. — Preis geheftet 22 M., gebunden 24 M.

Dritter Band, erste Abteilung.

Die Elemente der dritten Gruppe des periodischen Systems. Bor, Aluminium, Tone, Ultramarin, Elemente der Cerit- und Ytteriterden (Seltene Erden), Cerium, Lanthan, Didym, Praseodym, Neodym, Samarium, Europium, Gadolinium, Terbium, Disprosium, Holmium, Erbium, Thulium, Yttrium, Ytterbium, Scandium, Gallium, Indium, Thallium.
Mit 7 Figuren. — Preis geheftet 15 M., gebunden 17 M.

Dritter Band, zweite Abteilung.

Die Elemente der vierten Gruppe des periodischen Systems. Kohlenstoff, Silicium, Glas, Titan, Germanium, Zirkonium, Zinn, Blei, Thorium.
Mit 64 Figuren. — Preis geheftet 25 M., gebunden 27 M.

Dritter Band, dritte Abteilung.

Die Elemente der fünften Gruppe des periodischen Systems. Stickstoff, Ammoniumsalze, Phosphor, Arsen, Antimon, Wismut, Vanadium, Niob, Tantal.
Mit 23 Figuren. — Preis geheftet 24 M., gebunden 26 M.

Probelieferungen liefert die Verlagsbuchhandlung gratis.

Digitized by Google

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Abendroths Leitfaden der Physik mit Einschluß der einfachsten Lehren der mathematischen Geographie nach der Lehr- und Prüfungsordnung von 1893 für Gymnasien. Vierte Auflage. Unter Mitwirkung von H. Hübschmann neu bearbeitet von O. Müller. I. Band. Kursus der Unter- und Obersekunda. gr. 8. XII u. 206 S. mit 114 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1910. M. 3.60, gebunden M. 4.—

Albers-Schönberg, Die Röntgentechnik. 3. Auflage bearbeitet v. Prof. Albers-Schönberg u. Prof. Walter. gr. 8. IX u. 680 S. mit 247 Figuren u. 1 Tafel. Hamburg, L. Gräfe & Sillem. 1910. M. 20.—

Alter: Dr. David —. Scientist: Discoverer of the spectrum analysis and Inventor of the first electric telegraph and electric motor, by J. B. Laux. (The Pennsylvania-German. Vol. XI. No. 3.) 8 S. mit Bildnis. The Express Printing Company, Publishers, Lititz, Pa. 1910.

Battelli, A., A. Occhialini u. S. Chella, Die Radioaktivität. Aus dem Italienischen übersetzt v. M. Iklé. gr. 8. XII u. 428 S. mit 144 Figuren. Leipzig, J. A. Barth. 1910. M. 6.40, gebunden M. 7.40

Beckenhaupt, C., Genauere Nachweisung der auf die Schwerkraft sowie das Bewegungssystem von Erde und Mond bezüglichen Zahlenausdrücke mit schematischen Darstellungen der Bildung der Schwerkraft und des Bewegungssystems von Erde und Mond. (Abhandlungen über einheitliche Naturlehre. No. 4—6.) 3 S. mit 2 Figuren. Altenstadt-Weißenburg/E. Selbstverlag. 1910.

— Genauere Nachweisung der auf die Schwerkraft und das Bewegungssystem von Erde und Mond bezüglichen Zahlenausdrücke. 3 S. Ebenda.

Desch, C. H., Metallography. 8. XI u. 429 S. mit 14 Tafeln u. 108 Figuren. London, Longmans, Green and Co., 39 Paternoster Row, 1910. Gebunden 9 sh.

Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften. Band V 2. Heft 3: P. Debye, Stationäre und quasistationäre Felder. M. Abraham, Elektromagnetische Wellen. gr. 8. 146 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 4.60

Ihering, A. v., Die Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper. I. Die Mechanik der festen Körper. (Aus Natur und Geisteswelt. 303. Bändchen.) 8. IV u. 114 S. mit 61 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. Gebunden M. 1.25

Knudsen, M., Termiske molekulartryk i ror og porøse legemer. (Saertryk af oversigt over det Kgl. Danske Videnskabernes Selskabs forhandlinger. 1910. No. 1. 8. 11 S.

Kraus, K., Methodik der Naturlehre. Anleitung zur Erteilung des Unterrichts in Volks- und Bürgerschulen und Fortbildungsschulen. gr. 8. 184 S. mit 38 Abbildungen. Wien, A. Pichlers Wwe. & Sohn. 1910. M. 3.—, gebunden M. 3.50

Lehnert, R., Erklärungsblatt zu W. G. Lohrmanns Übersichtskarte des Mondes. Lex. 8. 4 S. Leipzig, J. A. Barth. 1910. M. —.80

Morosoff, N. A., Die Evolution der Materie auf den Himmelskörpern. Eine theoretische Ableitung des periodischen Systems. Autorisierte Übersetzung v. B. Pines u. A. Orechoff. 8. 41 S. Dresden, Th. Steinkopff. 1910. M. 1.50

Ostwald-Luthers Hand- und Hülfsbuch zur Ausführung physiko-chemischer Messungen. 3. Auflage. Herausgegeben von R. Luther u. K. Drucker. gr. 8. XVI u. 573 S. mit 351 Figuren. Leipzig, W. Engelmann. 1910. Gebunden M. 13.—

Oettingen, A. v., Die Schule der Physik. Besonders für das Selbststudium verfaßt. gr. 8. XIV u. 622 S. mit 454 Abbildungen und einer farbigen Tafel. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1910. M. 10.—, gebunden M. 11.50

— Elemente der projektiven Dioptrik. (Des XXX. Bandes der Abhandlungen der math.-phys. Klasse der K. S. Ges. d. Wiss. No. VI.) gr. 8. 25 S. mit 9 Figuren u. 2 Tafeln. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 2.—

Plotnikow, J., Photochemie. gr. 8. VII u. 182 S. mit 15 Figuren. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1910. M. 7.50

Rey's, Jean, Abhandlungen. Über die Ursache der Gewichtszunahme von Zinn und Blei beim Verkalken. Deutsch herausgegeben und mit Anmerkungen versehen v. E. Ichenhäuser u. M. Speter. (Ostwald's Klassiker der exakten Wissenschaften. No. 172.) 8. 56 S. mit 2 Abbildungen. Leipzig, W. Engelmann. 1909. Gebunden M. 1.20

Tscherning, M., Hermann von Helmholtz und die Akkommodationstheorie. Übersetzt von M. Thorey. 8. VI u. 106 S. mit 23 Abbildungen. Leipzig, Joh. Amb. Barth. 1910. M. 3.40

Wiener, O., Über Farbenphotographie und verwandte naturwissenschaftliche Fragen. Vortrag gehalten auf der 80. Naturforscherversammlung zu Köln am 24. September 1908. gr. 8. 88 S. mit Zusätzen, Literaturnachweis und drei farbigen Tafeln. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909. M. 2.40

Wundt, W., Die Prinzipien der mechanischen Naturlehre. Ein Kapitel aus einer Philosophie der Naturwissenschaften. 2. umgearbeitete Auflage der Schrift: Die physikalischen Axiome und ihre Beziehung zum Kausalprinzip. gr. 8. XII u. 217 S. Stuttgart, F. Enke. 1910. M. 5.60

G. Lorenz, Chemnitz Sa.

Spezialwerkstatt

für physikalische Apparate und Zimmereinrichtungen f. höhere Lehranstalten.

Keiser & Schmidt

Berlin-Charlottenburg 2.

Präz.-Volt- und Ampèremeter, D. R. P. ✦ **Präz.-Schalttafelinstrumente.** ✦ **Kondensatoren.** ✦ **Funkeninduktoren.** ✦ **Pyrometer** bis 1600° C. ✦ **Rubenssche Thermosäulen.** ✦ **Elemente.**

CLEMENS RIEFLER

Fabrik mathematischer Instrumente

NESSELWANG UND MÜNCHEN

Bayern

Präzisions-Reißzeuge

Präzisions-Sekundenpendel-Uhren

Nickelstahl-Kompensations-Pendel

Paris 1900, St. Louis 1904, Lüttich 1905: Grand Prix.

● Illustrierte Preislisten gratis! ●

Die echten Rieflerinstrumente sind mit dem Namen RIEFLER gestempelt.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1910. 11. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 12 am 6. Juni 1910.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. C. Brown, Selenzellen von hoher Empfindlichkeit. S. 481.
F. C. Brown, Eine neue lichtelektrische Eigenschaft am Selen. S. 482.
G. v. d. Borne, Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen. S. 483.
O. v. Bayer u. O. Hahn, Magnetische Linienspektren von β-Strahlen. S. 488.
O. Hahn u. L. Meitner, Eine neue β-Strahlung beim Thorium X; Analogien in der Uran- und Thoriumreihe. S. 493.
A. O. Rankine, Über die Viskosität der Gase der Argongruppe. S. 497.
K. Abels, Die Verschiebung der Interferenzstreifen, aufgefaßt als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts. S. 503.
L. Kann, Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungskreise mittels Nullmethoden. S. 503.
K. Lichtenecker, Die Erzeugung von Gleichstrom durch eine sinusförmige elektromotorische Kraft in einem Kreis mit veränderlichem Widerstand. S. 507.
C. Déguisne, Die Aufzeichnung von Magnetfeldern mit dem Oszillographen. S. 513.
B. Weinberg, Das Aufbewahren der Hagelkörner und die Untersuchung der Mikrostruktur derselben. S. 516.
J. Fènyi, Bemerkung über Helligkeitsunterschiede auf der Sonnenscheibe. S. 517.

Besprechungen:

F. Richarz, Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie. S. 518.
J. M. Pernter, Meteorologische Optik. III. S. 519.
H. Poincaré, Thermodynamik. S. 520.

Tagesereignisse. S. 520.

Personalien. S. 520.

Gesuche. S. 520.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Selenzellen von hoher Empfindlichkeit. (High Sensibility Selenium Cells.)

Von F. C. Brown.

Von der Voraussetzung ausgehend, daß das Selen in der Selenzelle aus zwei Varietäten bestehe, habe ich verschiedene Versuche gemacht, die verschiedenen Formen in solcher Weise miteinander zu mischen, daß Selenzellen von höherer Empfindlichkeit als die bislang hergestellten erzielt werden. Diese verschiedenen Mischungen habe ich verschiedenen Temperatur- und Druckbedingungen unterworfen, um das gewünschte Ergebnis zu erlangen. Unter „Empfindlichkeit" verstehe ich das Verhältnis der Leitfähigkeit im Licht zu jener im Dunkeln.

Bislang wurden die glasige, die amorphe, die rote kristallinische und die graue kristallinische Modifikation des Selens miteinander gemischt und verschieden lange Zeit hindurch auf Temperaturen zwischen 115° C und 220° C erhitzt, und zwar wurden sie in den meisten Fällen unter Atmosphärendruck erhitzt. Die wenigen Proben, die unter Drucken von nur 1 cm erhitzt wurden, zeigten keine besonderen Eigentümlichkeiten.

Die empfindlichsten Selenzellen wurden dadurch hergestellt, daß ein Gemisch aus der amorphen und der roten kristallinischen Modifikation mehrere Stunden lang in einem elektrischen Ofen auf eine Temperatur von 170° C erhitzt wurde. Ich ließ den Zellen ungefähr zwei Stunden Zeit zum Abkühlen. Die amorphe Modifikation erhielt ich durch Auflösen glasigen Selens in Cyankali und darauffolgende Ausfällung des Selens mittels Salzsäure. Das rote Pulver wurde in Wasser, dann in Alkohol und Äther gewaschen. Die rote kristallinische Modifikation stellte ich katalytisch her, indem ich das amorphe Pulver in Schwefelkohlenstoff einbrachte und es mehrere Stunden lang im direkten Sonnenlichte stehen ließ. Die beiden Modifikationen wurden in dem Verhältnis von etwa 10 Teilen der ersteren auf 1 Teil der letzteren gemischt. Dieses Gemisch wurde mit Äther zu einer dicken Paste angemacht und dann dicht zwischen die Neusilberdrähte in eine Form des Bidwellschen Typs gepreßt. Der Äther wurde bei Zimmertemperatur verdampft, und dann wurden das Selen und die Form, die es hielt, bei 170° C in den elektrischen Ofen eingeführt. Nach ungefähr fünf Stunden wurde der Heizstrom vollständig abgestellt, und dann ließ ich die Zelle sich abkühlen.

Der Widerstand der auf diese Weise hergestellten Zellen schwankte zwischen 5×10^7 und 1×10^{10} Ohm im Dunkeln, und die Empfindlichkeit schwankte zwischen 30:1 und 300:1. Jedoch nur eine einzige Zelle hatte eine Empfindlichkeit von der Größe 300:1, und zwar bei einer Temperatur von 3° C. Ihr Widerstand und ihre Empfindlichkeit bei verschiedenen Temperaturen hatten folgende Werte:

Temperatur in ° C	Widerstand in Ohm	Empfindlichkeit
20	$0{,}5 \times 10^{10}$	100 : 1
39	$1{,}1 \times 10^{10}$	80 : 1
10	$4{,}0 \times 10^{9}$	170 : 1
3	$3{,}3 \times 10^{9}$	300 : 1

Eine von Giltay hergestellte Selenzelle zeigte

Digitized by Google

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Max Planck o. Professor der theoret. Physik an der Universität Berlin.

Acht Vorlesungen über theoretische Physik gehalten an der Columbia University in New-York im Frühjahr 1909.

Mit 5 Figuren. — Preis geheftet M. 3.60, gebunden M. 4.20

C. Lorenz Aktiengesellschaft — Telephon- u. Telegraphen-Werke, Eisenbahnsignal-Bauanstalt — Berlin, S.O. 26, Elisabeth-Ufer 5-6

Folgende Sonderausgaben über

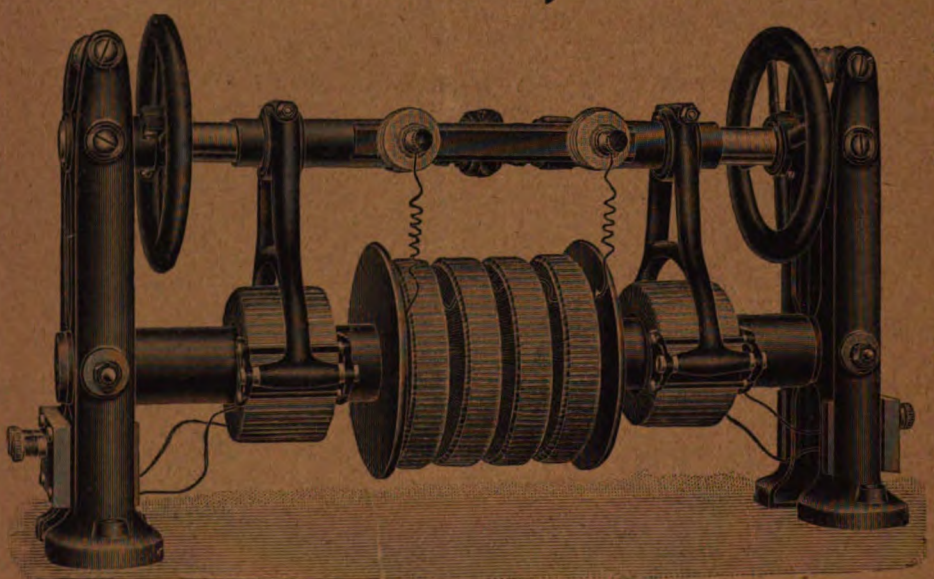
„Drahtlose Telegraphie"

sind erschienen und werden Interessenten kostenlos übersandt.

No. 136. **Leidener Flaschen, Anschlüsse und Flaschenbatterien.**
„ 139. **Selbstinduktions-Variometer.** D.R.P. und D.R.G.M.
„ 141. **Block-Kondensatoren.** D.R.G.M.
„ 142. **Drehplatten-Kondensatoren.** D.R.P. und D.R.G.M.

C. Schniewindt Neuenrade i. Westf.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D.R.P.

Digitized by Google

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Handbuch der anorganischen Chemie

in vier Bänden

herausgegeben von

Dr. R. Abegg † und **Dr. Fr. Auerbach**

etatsmäßigem Professor an der Technischen Hochschule und a.o. Professor an der Universität zu Breslau.

ständigem Mitarbeiter am Kaiserlichen Gesundheitsamt.

Bisher erschienen:

Zweiter Band, erste Abteilung.

Die Elemente der ersten Gruppe des periodischen Systems. Wasserstoff, Lithium, Natrium, Kalium, Rubidium, Cäsium, Kupfer, Silber, Gold.
Mit 34 Figuren. — Preis geheftet 24 M., gebunden 26 M.

Zweiter Band, zweite Abteilung.

Die Elemente der zweiten Gruppe des periodischen Systems. Beryllium, Magnesium, Calcium, Mörtel, Strontium, Barium, Radium, Zink, Cadmium, Quecksilber.
Mit 16 Figuren. — Preis geheftet 22 M., gebunden 24 M.

Dritter Band, erste Abteilung.

Die Elemente der dritten Gruppe des periodischen Systems. Bor, Aluminium, Tone, Ultramarin, Elemente der Cerit- und Ytteriterden (Seltene Erden), Cerium, Lanthan, Didym, Praseodym, Neodym, Samarium, Europium, Gadolinium, Terbium, Disprosium, Holmium, Erbium, Thulium, Yttrium, Ytterbium, Scandium, Gallium, Indium, Thallium.
Mit 7 Figuren. — Preis geheftet 15 M., gebunden 17 M.

Dritter Band, zweite Abteilung.

Die Elemente der vierten Gruppe des periodischen Systems. Kohlenstoff, Silicium, Glas, Titan, Germanium, Zirkonium, Zinn, Blei, Thorium.
Mit 64 Figuren. — Preis geheftet 25 M., gebunden 27 M.

Dritter Band, dritte Abteilung.

Die Elemente der fünften Gruppe des periodischen Systems. Stickstoff, Ammoniumsalze, Phosphor, Arsen, Antimon, Wismut, Vanadium, Niob, Tantal.
Mit 23 Figuren. — Preis geheftet 24 M., gebunden 26 M.

Probelieferungen liefert die Verlagsbuchhandlung gratis.

Digitized by Google

unter denselben Bedingungen und bei einer Temperatur von 20° C eine Empfindlichkeit von 30 : 1. Die Giltayschen Zellen haben jedoch einen Temperaturkoeffizienten vom entgegengesetzten Vorzeichen, und ihre Empfindlichkeit ändert sich mit der Temperatur nicht stark[1]).

Es ist nicht wahrscheinlich, daß diese Zellen mehr als theoretisches Interesse bieten werden. Wegen ihres äußerst hohen Widerstandes werden sie für die Sternphotometrie und für andere Arbeiten ähnlicher Art keinen Nutzen bieten.

Physical Laboratory, The State University of Jowa, Jowa City, Ja., im Februar 1910.

1) F. C. Brown and Joel Stebbins, Phys. Rev. **26**, 273, 1908.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. April 1910.)

Eine neue lichtelektrische Eigenschaft am Selen.
(A New Light Electric Property in Selenium.)

Von F. C. Brown.

Gelegentlich der Fortführung einiger Untersuchungen über die Natur der lichtelektrischen Veränderungen an der Selenzelle habe ich kürzlich eine neue Form des Selens erhalten, deren Widerstand bei der Exposition gegen das Licht zunimmt, also gerade die entgegengesetzte Veränderung aufweist wie die an der gewöhnlichen Selenzelle auftretende. Die spezifische Leitfähigkeit dieser neuen Form ist mehr als millionenmal so groß wie die des Selens in der gewöhnlichen Selenzelle. Die neue Form ist der üblichen Selenzelle darin gleich, daß ihr Widerstand mit zunehmender Temperatur abnimmt.

Diese neue Form des Selens ist ganz instabil und daher sehr schwer zu erhalten. Bisher waren ungefähr dreißig Versuche, diese neue Form zu erzeugen, erforderlich, um fünf Proben zu erhalten. Bei der Herstellung geht das Selen anscheinend sehr leicht in eine Abart mit hohem Widerstand über. In allen Fällen wurde das Selen in Formen aus glasiertem Porzellan kristallisiert. Zwei parallele Neusilberdrähte mit ungefähr 3 mm gegenseitigem Abstand stellten die Verbindung mit dem Selen her, gerade wie die Drähte bei der gewöhnlichen Selenzelle. Der Widerstand einer Probe betrug nur 1,3 Ohm zwei Stunden, nachdem sie bei etwa 110° C aus dem Kristallisierofen entnommen worden war. Die Widerstände der übrigen Proben betrugen unter ähnlichen Verhältnissen 12 bzw. 117, 164 und 187 Ohm. Die Oberfläche dieser Proben war anfänglich glatt und dunkelrötlich grau, erschien aber nach einiger Zeit röter und dunkler. Es zeigte sich keine merkliche Veränderung der elektrischen Eigenschaften mit der Zeit, wenn die Proben keinem stärkeren Lichte ausgesetzt wurden als dem diffusen Zimmerlichte, und wenn die Temperaturänderungen nicht allzu groß oder allzu rasch waren. Die Probe Nr. 1 mit einem Widerstande von 117 Ohm veränderte ihren permanenten Widerstand nicht einmal um 1 Ohm, als sie dem wechselnden Lichte und der schwankenden Temperatur des Laboratoriums während der Dauer eines Monats ausgesetzt war.

Der Widerstand der Probe, die im Dunkeln bei 20° C einen Widerstand von 117 Ohm hatte, nahm auf 118,5 Ohm zu, wenn die Probe zehn Sekunden lang einer 16kerzigen Kohlefadenglühlampe in 10 cm Abstand ausgesetzt wurde. Die Zunahme erfolgte so rasch, daß ich keine Vorstellung über das zeitliche Element erlangen konnte. Im allgemeinen erfolgte die Erholung anscheinend ebenso rasch und so vollkommen wie bei der gewöhnlichen Selenzelle. Der Widerstand bei 5° C betrug 123 Ohm und wurde späterhin bei 20° C 117 Ohm. Darauf wurde das Selen in ein Bad von Paraffinöl gebracht, damit es während der Exposition gegen Licht besser vor Temperaturschwankungen geschützt war, und damit ich eine genauere Vorstellung von seiner Temperatur erhalten konnte. Zwischen das Selen und die Lichtquelle wurden somit ungefähr 4 mm Glas und 10 mm Paraffinöl eingeschaltet. Bei Abkühlung auf −10° C stieg der Widerstand auf 157 Ohm, erholte sich aber durch Erwärmung auf 20° C nur bis auf 153,5 Ohm. Bei erneuter Abkühlung auf −7,0° C stieg der Widerstand auf 191 Ohm im Dunkeln und 193 Ohm im Licht, und bei Erwärmung auf +15° C und 20° C betrug er 171 Ohm bzw. 167 Ohm. Bei 43° C wurde der Widerstand 157 Ohm; durch rasches Erhitzen des Selens auf 46° C und Erschütterung stieg der Widerstand sogleich auf 183 Ohm. Durch darauffolgende Abkühlung wurde der Widerstand dann auf 269 Ohm bei −15° C gesteigert. Es wurde somit beobachtet, daß der Widerstand durch intensives Licht oder extreme Temperaturänderungen, besonders wenn sie von Erschütterungen begleitet waren, um beliebige Beträge von 4 bis 40 Ohm zur Zeit zunahm. Diese Probe wurde auf diese Weise behandelt, bis der Widerstand den Wert von 499 Ohm erreicht hatte, und es zeigten sich keine Anzeichen dafür, daß er nicht noch weiter hätte gesteigert werden können. Bisher hat es sich nicht als möglich erwiesen, an irgendeiner der Proben eine dauernde Abnahme zu erzeugen.

Als der Widerstand der Probe Nr. 1 bei 16,5° C 262,5 Ohm betrug, wurden vierzehn Expositionen gegen eine 16kerzige Lampe in

Digitized by Google

20 cm Abstand von je 15 Sekunden Dauer vorgenommen. Das Glas und das Paraffinöl wurden zwischengeschaltet. Die kleinste beobachtete Widerstandszunahme betrug 0,5 Ohm und die größte 1,1 Ohm. Die mittlere Widerstandszunahme bei jeder einzelnen Exposition betrug 0,71 Ohm. Die Ablesungen wurden in Zwischenräumen von ungefähr zwei Minuten vorgenommen. Am Ende der dreizehnten Exposition hatte sich der Widerstand auf 263,2 Ohm in zwei Minuten erholt, aber am Ende der vierzehnten Exposition wurde er 264,0 Ohm und erholte sich von diesem Werte nicht wieder. Es ist zu beachten, daß bei allen Expositionen, mit Ausnahme der letzten, die Erholung nach Ablauf von zwei Minuten eine fast vollkommene war.

Ich habe gegenwärtig vier Selenproben, welche diese gemeinsamen Merkmale wie Probe Nr. 1 aufweisen, nämlich eine Widerstandszunahme bei Exposition gegen Licht, eine Widerstandsabnahme mit steigender Temperatur, und Unbeständigkeit unter gewissen gegebenen Bedingungen.

In einer früheren Arbeit[1]) ist gezeigt worden, daß für gewisse Selenzellen unter wechselnden Temperatur-, Druck- und Lichtverhältnissen die prozentische Widerstandsänderung infolge schwacher Belichtung unmittelbar eine Funktion des Widerstandes war, einerlei, wodurch dieser Widerstand bedingt wurde. Es war dann dargetan worden, daß in einer Selenzelle die verschiedenen Faktoren, welche den Widerstand herabsetzten, das Selen einem Gleichgewichtszustande entgegenzuführen schienen, der zwischen zwei oder mehreren allotropen Formen des Selens herrscht. Ich glaube, daß diese neuen Effekte am Selen, die ich in der vorliegenden Arbeit beschrieben habe, dem Selen innewohnen und nicht von Verunreinigungen herrühren, die infolge des Herstellungsprozesses auftreten. Ich glaube ferner, daß die Bestandteile dieser neuen Form des Selens dieselben sind wie die der gewöhnlichen Selenzelle und sich nur durch die Mengenverhältnisse von dieser unterscheiden.

Die vollständigen Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen in The Physical Review veröffentlicht werden.

1) F. C. Brown and Joel Stebbins, Phys Rev. **26**, 273, 1908.

Physical Laboratory, The State University of Jowa, Jowa City, Ja., im Februar 1910.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. April 1910.)

Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen.

Von G. v. d. Borne.

Einleitung.

Vor kurzer Zeit wurde mir durch die Liebenswürdigkeit des Herrn A. de Quervain, Zürich, der von ihm verfaßte Bericht über „Die Schallverbreitung der Dynamitexplosion an der Jungfraubahn am 15. November 1908[1])“ zugänglich gemacht. Herr de Quervain versucht auch eine Erklärung der beobachteten Tatsachen zu geben. Er nimmt dabei an, daß die merkwürdigen Einzelheiten, die bei derartigen Gelegenheiten zur Beobachtung gelangen, ausschließlich zurückzuführen seien auf die Brechung und Totalreflexion der Schallstrahlen, an verschieden erwärmten und mit verschiedener Horizontalgeschwindigkeit bewegten Luftschichten.

Ich selbst habe zwei ähnliche Fälle beschrieben[2]) und habe dabei versucht, eine Erklärung in derselben Weise zu ermöglichen. In beiden Fällen zeigte die Durchführung der Rechnung, daß ein einwandfreies Ergebnis auf diese Weise nicht zu erzielen sei. Ich habe deshalb seinerzeit auf eine Veröffentlichung meiner Erklärungsversuche verzichtet. Die vollständige Übereinstimmung des von Herrn de Quervain und mir gesammelten Materials veranlaßte mich nun zu einem erneuten Erklärungsversuch, der, wie ich glaube, zu einem brauchbaren Ergebnis geführt hat und dessen Grundzüge ich im folgenden darlegen will.

Die beobachteten Tatsachen.

Intensive Schallquellen sind in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft, umgeben von einem unregelmäßig begrenzten Gebiete „normaler Hörweite“. Außer diesem ist ein sehr viel ausgedehnteres „Gebiet abnormaler Hörweite“ vorhanden, das in den angeführten Fällen von jenem durch eine ca. 100 km breite „Zone des Schweigens“ getrennt war. Ähnliche Beobachtungen wurden mehrfach bei Vulkanausbrüchen gemacht[3]). Leider ließ das mir zugängliche Nachrichtenmaterial in diesen Fällen eine genaue zahlenmäßige Auswertung nicht zu.

Versuch einer theoretischen Erklärung[4]).

In unmittelbarer Nachbarschaft des Explosionsherds sind die gewöhnlichen Gesetze der

1) Annalen der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt 1908 (als Separatabdruck erhalten).

2) Zeitschrift „Die Erdbebenwarte“ **4**, 1; **6**, 110.

3) Z. B. am Kotopaxi (Wolff, Neues Jahrb. f. Mineralogie usw. 1878) und Krakatau (Verbeck, Krakatau; Refer. im Neuen Jahrb. f. Min. 1885, I).

4) Die im folgenden gegebenen Ausführungen sollen nur als vorläufige gelten, denen eine exaktere Darlegung und weitergehende rechnerische Durchführung folgen soll.

Digitized by Google

Fortpflanzung des Schalls nicht anwendbar. So beweisen z. B. die unregelmäßigen Grenzen und die außerordentlich scharfen Schallschatten im Gebiete der „normalen Hörweite", daß das Phänomen der Schallbeugung hier ganz zurücktritt und wir es überhaupt nicht mit einem „Schall" im Sinne der akustischen Theorien zu tun haben. Doch dürfen wir annehmen, daß in verhältnismäßig geringer Entfernung von der Explosionsstelle die Vorgänge sich zu einem regulären Schall umgebildet haben und daß wir von dort an mit den gewöhnlichen Anschauungen arbeiten dürfen.

Die Grenzfläche, welche den „Explosionsraum", in dem akustische Gesetze nicht gelten und den regulären „Schallraum" voneinander trennt, werden wir als „Schallquelle" bezeichnen. Aus dieser Schallquelle treten nach dem eben Gesagten, je nach den örtlichen Umständen, Scharen von mehr oder minder scharf begrenzten durch schallfreie Räume voneinander getrennte „Schallstrahlen" aus. Da die Ausdehnung der Schallquelle wohl in allen Fällen weniger als 1 km beträgt, dürfen wir sie im folgenden als punktförmig ansehen.

Das Vorhandensein der Zone des Schweigens zwischen den beiden Hörbarkeitsgebieten läßt uns auf eine Schallfortpflanzung längs gekrümmter oder gebrochener Schallbahnen schließen. Diese Abweichung von der geraden Linie kann 3 Ursachen haben:

1. Spiegelung — sie spielt eine Rolle nur für Betrachtungen über die Intensität des Schalls in dem Gebiete der abnormalen Hörweite. Wir wollen diese Betrachtungen bis zum Schlusse verschieben. Die Totalreflexion werden wir zweckmäßig als Brechungsphänomen ansehen und als solches behandeln.

2. Die Fortführung des Schalls durch den Wind, nur in untergeordneter Weise mitwirkend.

3. Die Schallbrechung, welche der Erscheinung als wesentliches Moment zugrunde liegt. Die der Rechnung zugrunde zu legenden Zahlen sind zum großen Teil vorläufig noch recht unsicher. Es ist aus diesem Grunde, und weil die Krümmung der Strahlen in den wichtigsten Teilen ihres Verlaufs groß ist gegen die Erdkrümmung, von der Berücksichtigung der letzteren im folgenden Abstand genommen worden. Bei einem weiteren Ausbau der Theorie würde diese Vernachlässigung aber zu Unzuträglichkeiten führen. Wir betrachten demgemäß die Atmosphäre als ein Aggregat, ebener, horizontaler Blätter. Dieses System zerfällt in zwei Teile. Im unteren Teile, in den „Sockelschichten", nimmt im allgemeinen die Temperatur von unten nach oben ab. Es können „Inversionsschichten" auftreten, in denen die Temperatur nach oben zunimmt, doch vermögen sie den Gesamtsinn und auch den Gesamtdurchschnitt des Gefälls nicht zu beeinflussen. Wir vernachlässigen den Einfluß des Wasserdampfs und nehmen an, daß die Anteile der einzelnen Gase an den Aufbau der Atmosphäre innerhalb dieses unteren Gebiets konstant seien und folglich auch das mittlere Molekulargewicht des Gasgemischs „Luft". In etwa 12 km Höhe endet dieses Gebiet der Temperaturabnahme und wir betreten das Feld der Isothermie. Die mischende Wirkung der Vertikalströmungen fehlt und infolgedessen kann die theoretisch zu erwartende prozentuale Zunahme der leichteren Gase der Atmosphäre und die entsprechende Abnahme des mittleren Molekulargewichts der „Luft" rein in Erscheinung treten. Das Vorhandensein der Isothermie ist bis zu etwa 30 km Höhe nachgewiesen, weiter hinauf ist die Temperaturverteilung unbekannt. Um die Durchführung der Rechnung zu erleichtern, nehme ich an, daß auch hier Temperaturkonstanz herrscht. Die Einwirkung etwaiger Abweichungen von dieser Annahme wird weiter unten besprochen werden.

Der Wind übt, wie bereits gesagt, auf unser Phänomen nur eine untergeordnete, gleichsam retuschierende Wirkung aus. Seine Stärke pflegt im Gebiete der Temperaturabnahme, vor allem nahe der Erdoberfläche mit der Erhebung zuzunehmen, doch ist ausdrücklich zu betonen, daß diese Zunahme durchaus nicht den allgemeinen Charakter der Temperaturabnahme trägt, daß „Inversionen" des Windgefälls sehr häufig sind, und daß auch der ganze Charakter des Phänomens oft völlig ins Gegenteil umschlägt, so daß die Windstärke mit der Erhebung abnimmt; ebenso ist ein Wechsel der Windrichtung mit der Höhe sehr häufig. Allgemeine kurze Regeln darüber gibt es nicht. Schon die überaus überraschende Übereinstimmung, die sich bei Gelegenheit der drei beschriebenen Explosionen zeigte, legt die Vermutung nahe, daß die so überaus wechselnden und unregelmäßigen Winde an dem Zustandekommen des gesamten Bildes nur untergeordnet beteiligt sind. Wir sehen aus allen diesen Gründen zunächst von der „Fortführung" des Schalls ab und betrachten die Atmosphäre als ruhend zur Schallquelle.

Die Schallbrechung wird beherrscht durch die Formel:

$$\sin \bar{\psi} : \sin \underline{\psi} = \bar{u} : \underline{u}, \qquad (1)$$

wobei bedeuten: $\bar{\psi}$ und $\underline{\psi}$ die Winkel, die der Schallstrahl oberhalb und unterhalb der brechenden Fläche mit der Flächennormale bildet (Depressionswinkel), und $\bar{u}$ und $\underline{u}$ die Schallgeschwindigkeit oberhalb und unterhalb dieser Fläche. Es ist zu beachten, daß die Gleichung (1)

Digitized by Google

für den von uns behandelten Fall eines Systems paralleler und ebener brechender Flächen für den gesamten Verlauf eines bestimmten Strahls gilt. Wir schreiben deshalb

$$\sin \psi : \sin \varphi = u : u_q , \qquad (2)$$

dabei gelten φ und u_q für die Schallquelle ψ und u für einen beliebigen Punkt des Schallstrahls. Sein Weg ist durch diese Formel vollständig beschrieben, wenn der Wert von u für jeden Punkt des durchstrahlten Raums bekannt ist. Es sei vorweggenommen, daß unter sinnentsprechender Umdeutung der Zeichen die Formel (2) und die aus ihr zu ziehenden Folgerungen auch dann Gültigkeit behalten, wenn wir die Fortführung der Schallstrahlen durch den Wind berücksichtigen. Es ist dazu lediglich nötig, die Fortpflanzung des Schalls für jeden einzelnen Punkt auf ein Koordinatensystem zu beziehen, daß sich in der Richtung und mit der Geschwindigkeit des dort herrschenden Windes vorwärts bewegt.

Wir schreiben weiter die Formel:

$$u^2 : u_0^2 = \frac{T}{\mu} : \frac{T_0}{\mu_0} , \qquad (3)$$

wobei die einzelnen Zeichen folgende Bedeutung haben: u_0 Schallgeschwindigkeit in Luft von 0^0 C und von der normalen Zusammensetzung der Sockelschichten, T_0 der Wert von 0^0 C ist absoluter Temperatur, μ_0 mittleres Molekulargewicht der Luft der Sockelschichten, u, T, μ Schallgeschwindigkeit, absolute Lufttemperatur, Molekulargewicht der Luft in dem betrachteten Punkte.

Aus (2) und (3) ergibt sich:

$$\sin \psi : \sin \varphi = \sqrt{\frac{T}{\mu}} : \sqrt{\frac{T_q}{\mu_q}} . \qquad (4)$$

Für die Sockelschichten dürfen wir μ konstant setzen. T nimmt im allgemeinen mit wachsender Höhe ab, also auch φ, d. h. die Strahlen sind nach oben konkav und steigen von der Schallquelle, die Zone des Schweigens übersteigend, empor.

Für die Höhenschichten nehmen wir, wie gesagt, die Temperatur konstant und gleich T_h an und erhalten so für sie die folgende Formel:

$$\sin^2 \psi = \sin^2 \varphi \, \frac{T_h}{T_q} \frac{\mu_q}{\mu} . \qquad (5)$$

Der Wert von $\frac{T_h}{T_q}$ ist konstant, das Molekulargewicht nimmt mit der Höhe ab, also wächst in den Höhenschichten der Depressionswinkel mit der Höhe. Die Strahlen sind nach unten konkav. Wir werden sehen, daß dies in verändertem Maße auch dann der Fall ist, wenn innerhalb der Höhenschichten die Temperatur nach oben abnimmt.

Da der auf- und der absteigende Ast des Strahls symmetrisch verlaufen, so ist die notwendige und hinreichende Bedingung dafür, daß der Strahl nach seinem Aufstiege die Höhe der Quelle wieder erreicht, die, daß der Strahl in einer über seinem tiefsten Punkte liegenden Stelle horizontal wird, d. h. daß für einen solchen Punkt die Gleichung gilt:

$$\sin^2 \varphi = \frac{T_q}{T} \cdot \frac{\mu}{\mu_q} . \qquad (6)$$

Wir können daraus für eine Umkehr des Strahls in den Sockelschichten die Bedingung ableiten:

$$\frac{T_q}{T} = \sin^2 \varphi , \qquad (7)$$

d. h. die Lufttemperatur des Umkehrpunkts muß für horizontal aus der Schallquelle tretende Strahlen gleich der Lufttemperatur bei der Schallquelle sein, sie aber für alle anderen Strahlen übertreffen.

Absolute Inversionen, wie sie hier verlangt werden, gibt es im allgemeinen nur bei geringen Höhenunterschieden.

Schallanomalien, wie sie z. B. Mohn von der norwegischen Küste beschreibt[1]), bei denen nur geringe Horizontalentfernungen in Frage kommen, sind folgerichtig durch sie zu erklären. Bei unserem Problem erfordert die große Horizontalausdehnung der „Zone des Schweigens" so große Steighöhen für die Schallstrahlen, daß eine absolute Temperaturumkehr, d. h. Temperaturen in den Kulminationspunkten der Strahlen, die gleich oder höher sind wie die Temperatur bei der Schallquelle, zum mindesten sehr unwahrscheinlich sind. Auf keinen Fall dürfen sie zur Erklärung einer auch quantitativ regelmäßig wiederkehrenden Erscheinung herangezogen werden.

Eine entsprechende Verstärkung der Brechungsphänomene durch die Fortführung ist, wie weiter unten gezeigt wird, ausgeschlossen. Es verbleibt uns deshalb nur die Annahme, daß die Umkehr der Schallstrahlen zum absteigenden Aste in den Höhenschichten erfolgt. Das ist der Fall, wenn doch für irgendeinen Punkt des Strahles die Gleichung gilt:

$$\sin^2 \varphi = \frac{T_q}{T_h} \frac{\mu}{\mu_q} . \qquad (8)$$

Die Variabilität von μ, die hier postuliert wird, läßt sich, wie folgt, begründen[2]): In einer aus einem vollkommenen Gase aufgebauten Atmosphäre gilt für die Druckabnahme nach oben die Gleichung:

1) Annalen der Hydrographie **20**, 85 u. 117, 1892.

2) Zum folgenden vergleiche: Hann, Meteorol. Zeitschrift 1903, S. 112ff. und Emden, Gaskugeln, S. 6—10.

Digitized by Google

$$\frac{dp}{p} = \frac{dh}{\mathfrak{H} \cdot \frac{T}{T_o}}, \qquad (9)$$

woraus wir für einen Punkt in der Höhe h ableiten:

$$p_h = p_o e^{-\frac{h T_0}{\mathfrak{H}(T)}}. \qquad (10)$$

(T) ist dabei eine zweckmäßig gewählte Mitteltemperatur, $\mathfrak{H}$ eine Größe von der Dimension $[l^1]$, die sogenannte „Höhe der homogenen Atmosphäre". Sie ist dem Molekulargewicht des betrachteten Gases umgekehrt proportional. Wir wollen als Normalgas für $\mathfrak{H}$ den zweiatomigen Wasserstoff betrachten, für den wir das Molekulargewicht $= 2$ setzen. Auf der Erde ist $\mathfrak{H}_{H_2} = 115$ km.

Für ein Gas mit dem Molekulargewicht μ_x ist:

$$\mathfrak{H}_x = \frac{2 \cdot \mathfrak{H}_{H_2}}{\mu_x} \qquad (11)$$

und

$$p_{x,h} = p_{x,0} \cdot e^{-\frac{h \cdot \mu_x \cdot T_0}{2 \cdot \mathfrak{H}_{H_2}(T)}}. \qquad (12)$$

Eine Atmosphäre, die nach Art der irdischen aufgebaut aus einer großen Anzahl verschiedener Gase ist, können wir als eine additive Superposition von eingasigen Atmosphären betrachten. So ergibt sich für das mittlere Molekulargewicht die Gleichung:

$$[\mu] = \frac{\Sigma \mu_x \cdot p_{x,0} \cdot e^{-\frac{h \cdot \mu_x \cdot T_0}{2 \cdot \mathfrak{H}_{H_2}(T)}}}{\Sigma p_{x,0} \cdot e^{-\frac{h \cdot \mu_x \cdot T_0}{2 \cdot \mathfrak{H}_{H_2}(T)}}}, \qquad (13)$$

worin μ_x und $p_{x,0}$ nacheinander gleich den Molekulargewichten bzw. den Partialdrucken der einzelnen Gase, wie sie an der Erdoberfläche auftreten, zu setzen sind.

Aus den Formeln ergibt sich, daß der Partialdruck eines Einzelgases nach der Höhe um so schneller abnimmt, je höher sein Molekulargewicht ist. Daraus folgt, daß $[\mu]$ mit der Höhe abnimmt. Die Abnahme erfolgt um so schneller, je tiefer wir (T) ansetzen. Der Aufbau von Atmosphären verschiedener Temperaturen ist einander ähnlich, ihre Lineardimensionen sind der absoluten Temperatur proportional.

Der Wert von p_0 für H_2, der für unsere Betrachtungen von grundlegender Bedeutung ist, ist nur ungenau bekannt. Aus diesem Grunde können wir, ohne die Genauigkeit der Ergebnisse weiter zu gefährden, unsere Formel einer weitgehenden Vereinfachung unterziehen. Wir nehmen an, daß die Atmosphäre aufgebaut sei aus zwei Gasen: aus Wasserstoff und aus einem Gase, dessen Molekulargewicht zwischen dem von Stickstoff und Sauerstoff liegt und gleich 28,6 ist. Wir führen für die p_0, die von Hann[1]) für 10 km Höhe gegebenen Werte ein, setzen $T = 220^0$ und erhalten nach einigen Umformungen und Abrundungen die zur Rechnung benutzte Form:

$$[\mu] = 2 \cdot \frac{e^{0{,}15\,h} + 53000}{e^{0{,}15\,h} + 3000}. \qquad (14)$$

Die Ergebnisse der Rechnung stellt Fig. 1 dar. Aus den T[2]) und $[\mu]$ fanden sich die Werte

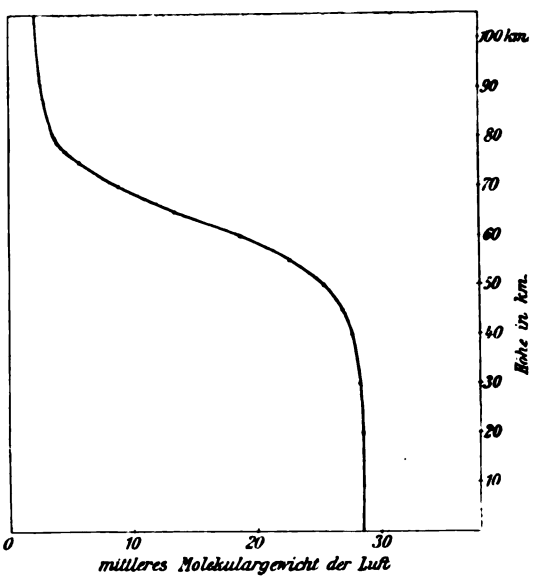


Fig. 1.

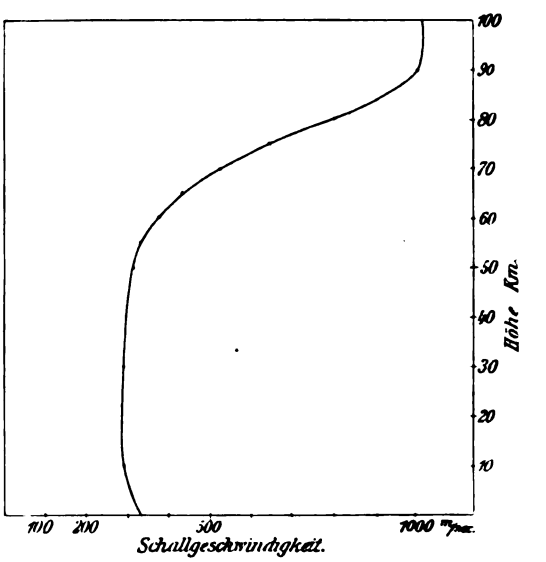


Fig. 2.

1) l. c.

2) Bodentemperatur in den Sockelschichten $= 289^0$ abs., Temperaturgefälle $= \frac{5^0}{\text{km}}$.

Digitized by Google

für u in verschiedenen Höhen (Fig. 2) und mit diesen konnten schließlich „Schallbahnen" berechnet werden[1]).

Depressionswinkel an der Schallquelle	Die Schallbahn wird horizontal in einer Höhe von ... km	Die Schallbahn erreicht die Erdoberfläche ... km von der Schallquelle
80′	56	290
70′	58	210
60′	62	142
50′	65	126
40′	69	120
30′	75	116
20′	89	126
17° 20′	∞	∞

Sind die Temperaturen niedriger, wie hier angenommen, so rücken die Umkehrpunkte in niedrigere Werte von μ hinein. Gleichzeitig zieht sich das Gesamtbild der Atmosphäre mit sinkender Temperatur zusammen: Beide Einflüsse wirken auf die Trajektorie im entgegengesetzten Sinne ein. Die zahlenmäßige Berechnung ist noch nicht durchgeführt.

Wir sehen, daß sich das anormale Gebiet von ca. 114—300 km von der Schallquelle erstreckt. Es sollte in dieser Ausdehnung die Quelle als kreisförmiger Ring umgeben. Am Innenrande dieses Ringes bildet sich eine Art Brennlinie. Es ist dort eine erhebliche Verstärkung der Schallintensität zu erwarten, die nach außen erst ganz allmählich jenseits 200 km sehr schnell abklingt.

Diesen theoretischen Betrachtungen entsprechen die folgenden Beobachtungen: Es zeigen sich Bruchstücke ringförmiger Hörbarkeitsgebiete zwischen 125 und 220 km. Am Innenrande des Ringes grenzen Schweigen und größte Intensität unmittelbar aneinander, nach außen findet ein offenbar durch Terrainformen beeinflußtes ganz allmähliches Abklingen statt. Die Übereinstimmung ist also eine so vollständige, wie sie bei den unsicheren Voraussetzungen und den abgekürzten Rechnungen irgend erwartet werden konnte. Die Unvollständigkeit des Ringsystems ist zum Teil bedingt durch unvollständige Nachrichten. Eine abschließende Erklärung der tatsächlichen Unterbrechungen der Ringe wird sich vermutlich durch Diskussion der Schatten- und Beugungserscheinungen geben lassen.

Jede Brechung eines Schallstrahls ist naturgemäß von einer Reflexion begleitet, die eine Minderung der auf dem Brechungswege wandernden Energiemenge bedingt.

Die Existenz der Zone des Schweigens, in der der größte Teil der reflektierten Schallenergie zur Erde gelangt, beweist, daß es sich nur um einen kleinen Anteil der Gesamtenergie handelt. Die zahlenmäßige Prüfung dieser Vorgänge sowie des Einflusses der Wärmeleitung und Wärmestrahlung soll deshalb an dieser Stelle übergangen werden.

Es ist schließlich noch die Wirkung des Windes auf die Schallbahnen, die Fortführung zu erörtern. Die Schallträger, die Luftteilchen wandern mit dem Winde. Ihre Verschiebung addiert sich geometrisch zu der Schallbewegung. Solange nur horizontale Windbewegung vorhanden ist, können also durch den Wind vertikale Anteile in die Fortpflanzungsrichtung des Schalles nicht hineinkommen. Um bereits Gesagtes zu wiederholen: Das Brechungsgesetz bleibt in der bisher behandelten Weise auch für bewegte Luft gültig, wenn wir die Schallfortpflanzung auf Koordinatensysteme beziehen, die sich in der Richtung und mit der Geschwindigkeit des Windes bewegen. Daraus folgt insbesondere, daß die Bedingungen, unter denen eine Rückkehr nach oben gerichteter Strahlen zur Erde stattfindet, dieselben bleiben wie bei Windstille[1]). Jedes von dem Schall in der Zeiteinheit durchlaufene Teilstück eines Schallstrahles wird um die Strecke fortgeführt, die der Wind in der Zeiteinheit zurücklegt. Das Integral dieser Elementarversetzungen über den ganzen Verlauf eines Strahles, wie er in ruhender Luft sich darstellen würde, stellt die gesamte Wirkung des Windes auf ihn dar. So ergibt sich eine Verzerrung des Bildes der Schallverbreitung, die bei der sehr erheblichen Ausdehnung in horizontaler und vertikaler Richtung, die das gesamte Schallfeld hat, sehr kompliziert ausfallen muß entsprechend den horizontalen und vertikalen Variationen von Windstärke und Windrichtung.

Immerhin lassen sich die eintretenden Wirkungen der Größe nach schätzen. Es dürfte z. B. die Annahme zutreffen, daß die durchschnittliche Windstärke in den in Betracht kommenden Schichten, bis zu etwa 100 km Höhe, weniger als 10 Proz. der jeweiligen Schallgeschwindigkeit trägt. Die Länge der Schallwege bis zu dem Innenrande des Ringes abnormaler Hörweite beträgt etwa 180 km, daraus dürfen wir schließen, daß die gesamte Wirkung der Fortführung unter 20 km bleibt.

1) Die langwierige Rechnung wurde nur sehr kursorisch durchgeführt. Die mitgeteilten Ergebnisse sind deshalb nur als vorläufige zu betrachten.

1) Die abweichenden Anschauungen, die z. B. Lord Rayleigh (Theorie des Schalles, deutsche Ausgabe II, 155 ff.) und de Quervain (l. c.) vertreten, sind m. E. nicht haltbar.

Digitized by Google

Die in den drei beschriebenen Fällen zur Beobachtung gelangten Bruchstücke der Ringe abnormaler Hörweite liegen in Lee. Die wegen der Fortführung anzubringenden Korrektionen bringen die Ergebnisse der Rechnung und der Beobachtung noch näher zusammen.

Zusammenfassung.

Schallquellen von großer Intensität sind in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft umgeben von einem „Gebiet normaler Hörweite", außer diesem ist ein sehr viel ausgedehnteres Gebiet „abnormaler Hörweite" vorhanden, das von jenem durch eine ca. 100 km breite Zone des Schweigens getrennt ist. Es wird für diese Tatsachen die folgende Erklärung gegeben: In den unteren, hier als Sockelschichten bezeichneten Regionen der Atmosphäre, in denen die Temperatur nach oben abnimmt und das Molekulargewicht der Luft praktisch konstant ist, sind die Schallstrahlen nach oben konkav. In den Höhenschichten sind sie nach unten konkav, so daß sie nach unten zurückkehren, weil die Anteilnahme der leichteren Gase am Aufbau der Atmosphäre in ihnen zunimmt, also das Molekulargewicht der Luft sinkt und die Schallgeschwindigkeit größer wird. Der Wind übt auf diese Erscheinungen nur einen untergeordneten Einfluß aus. Die Durchführung der Rechnung ergibt eine so gute Übereinstimmung mit den Tatsachen, daß die gemachten Annahmen, vor allen Dingen diejenigen über die Änderung der Zusammensetzung der Luft mit der Höhe als ziemlich zutreffend anzusehen sind.

Ausgedehntere Untersuchungen des behandelten Phänomens, z. B. bei Vulkanausbrüchen, können uns Aufklärung geben über die Temperaturen in den höheren Schichten der Atmosphäre bis zu etwa 100 km hinauf und über den Anteil, den dort die einzelnen Gase der Luft an ihrem Aufbau nehmen, vor allem, wenn es gelingen sollte, die Zeit der Schallbeobachtungen an verschiedenen Orten sicher festzulegen.

Krietern, Kr. Breslau, Kgl. Erdwarte, April 1910.

(Eingegangen 12. April 1910)

Magnetische Linienspektren von β-Strahlen.

Von Otto v. Baeyer und Otto Hahn.

Die vorliegende Arbeit wurde unternommen, um die Entscheidung darüber zu treffen, ob die β-Strahlen von radioaktiven Substanzen, die unter Vermeidung störender Nebeneinflüsse nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, durch eine einzige Geschwindigkeit charakterisiert, also homogen sind. Diese Ansicht ist seit einer Reihe von Jahren besonders von O. Hahn und L. Meitner auf Grund von Absorptionsmessungen vertreten und soweit dies möglich war, in ihren Konsequenzen bestätigt worden[1]). Neuerdings wurde von anderer Seite dagegen behauptet[2]), daß einheitliche β-Strahlen nicht nach einem exponentialen, sondern nach einem linearen Gesetz absorbiert werden, und daß man es in den Fällen, wo die Absorption nach einem Exponentialgesetz erfolgt, mit einer komplexen Strahlung zu tun habe. Während also nach der Auffassung von Hahn und Meitner beispielsweise Aktinium *C* oder *Th D* oder *Ra E* β-Strahlen einer ganz bestimmten Geschwindigkeit emittieren, ist nach der anderen Auffassung die Strahlung eben derselben Körper komplex. Nach der ersteren Auffassung ist also jede einheitliche β-strahlende Substanz genau so durch die Geschwindigkeit ihrer β-Strahlen charakterisiert, wie dies für α-strahlende Substanzen in bezug auf die Anfangsgeschwindigkeit ihrer α-Strahlen der Fall ist.

Bei den α-Strahlen wurde der Beweis hierfür nicht nur durch die Bestimmung des Ionisierungsbereiches aus den Absorptionskurven, sondern auch durch magnetische Ablenkungsversuche erbracht. Rutherford erhielt nämlich für die einzelnen α-strahlenden Zerfallsprodukte in starken Magnetfeldern charakteristische Ablenkungsstreifen, so daß er aus der Stärke der Ablenkung die Geschwindigkeit der einzelnen α-Strahlengruppen bestimmen konnte.

Was dagegen die magnetische Ablenkung der β-Strahlen anbelangt, so sprechen die bisherigen Befunde allerdings gegen die oben zitierte Annahme, daß einheitliche Substanzen β-Strahlen einer Geschwindigkeit emittieren. Die Versuche von Kaufmann und Bucherer ergaben nämlich ein kontinuierliches Ablenkungsspektrum, während man nach der genannten Annahme einzelne Banden hätte erwarten sollen. Gegen die Beweiskraft der Versuche von Kaufmann und Bucherer sprach aber das verwendete Ausgangsmaterial und die Art der Versuchsanordnung. Die β-strahlende Substanz war nämlich in beiden Fällen festes Radiumsalz, das sicher den schnell zerfallenden Niederschlag (*Ra A*, *Ra B* und *Ra C*) im Gleichgewicht und den langsam zerfallenden (*Ra D*, *Ra E* und *Ra F*)

1) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **9**, 321 bis 333, 697—702, 1908; **10**, 741—745, 948—950, 1909.
2) W. Wilson, Proc. Roy. Soc. A **82**, 612—628, 1909.

Digitized by Google

in beträchtlicher Menge enthielt. Da nun nach den Versuchen von Hahn und Meitner Radium, *Ra B* und *Ra E* je eine Gruppe von β-Strahlen, *Ra C* deren zwei aussenden, so lagen hier mindestens fünf verschiedene Strahlenarten vor.

Außerdem ist es bekannt, daß β-Strahlen beim Durchdringen durch Materie starke Sekundärstrahlen erzeugen, mögen das nun zerstreute Primärzahlen oder neu erzeugte β-Strahlen sein. Über die Geschwindigkeit dieser Sekundärstrahlen ist so gut wie nichts bekannt. Jedenfalls treten hier so viel verschiedene Geschwindigkeiten auf, daß es von vornherein gar nicht unwahrscheinlich ist, daß die den einzelnen Geschwindigkeiten entsprechenden Banden sich teilweise übereinander lagern und so den Anschein eines kontinuierlichen Spektrums erwecken.

Wollte man daher auf diesem Wege eine Entscheidung über die Einheitlichkeit der β-Strahlen treffen, so mußte man von vornherein solche Substanzen und Versuchsbedingungen wählen, daß einerseits die Anzahl der vorhandenen β-Strahlengruppen, andererseits die Menge der erzeugten Sekundärstrahlen möglichst gering war. Von diesem Gesichtspunkte aus war die Verwendung der aktiven Niederschläge am aussichtsreichsten, weil man diese in unendlich dünner Schicht und auf beliebig kleinen Flächen verteilt untersuchen kann. Erschwerend dagegen ist beim Radium und Aktinium die große Zerfallsgeschwindigkeit, die ein langes Exponieren unmöglich macht. Beim *Ra* besteht außerdem die β-Strahlung aus mindestens drei Gruppen, deren Geschwindigkeiten nicht allzu sehr verschieden sind.

Am geeignetsten erscheint daher der aktive Niederschlag des Thoriums, wenn man ihn in genügend starker Aktivität erhalten kann, denn von den Produkten des Thoriumniederschlags senden nur *Th A* und *Th D* augenscheinlich je eine Gruppe von β-Strahlen aus, die sich in ihrer Geschwindigkeit, falls man aus den Absorptionskurven einen Rückschluß auf diese ziehen kann, stark unterscheiden müssen. Außer den aktiven Niederschlägen kommen auch noch solche aktive Substanzen in Betracht, die nur eine oder zwei Gruppen von β-Strahlen emittieren und in so starker Aktivität hergestellt werden können, daß man sie in dünner Schicht untersuchen kann. Hierzu gehören jedenfalls *Ur X*[1]), *Ra E* und vielleicht *Th 2* (Mesothorium 2). Hingegen erscheinen *Th X* und Aktinium *X* wegen der vielleicht störend auftretenden Emanation von vornherein nicht sehr geeignet.

Von den genannten Substanzen gelangten schließlich zur Untersuchung: der aktive Niederschlag des Thoriums, also *Th A* und *Th D*, *Ra E*$_2$, Mesothorium 2 und Radiothorium + Zerfallsprodukte.

Die Versuchsanordnung war ähnlich der, die Rutherford zur magnetischen Ablenkung der α-Strahlen verwendet hat. Die aktive Substanz wurde auf einem dünnen Draht (0,2 mm Durchmesser und etwa $2^1/_2$ cm Länge) gesammelt, der in eine entsprechende Rille gelegt wurde; parallel zu dieser befand sich zwei Zentimeter oberhalb ein Schlitz von etwa 0,4 mm Weite und etwa 2 cm Länge, der aus der Gesamtstrahlung der aktiven Substanz ein dünnes Strahlenbündel ausblendete. Über dem Schlitz war in 2,5 cm Entfernung eine photographische Platte, mit der Schichtseite den Strahlen zugekehrt, angebracht.

Die Fig. 1[1]) gibt einen schematischen Querschnitt der Anordnung. *A* ist die Rille, *B* der Schlitz, *C* die photographische Platte. Ohne Magnetfeld mußte sich also der Schlitz durch die Strahlen der radioaktiven Substanzen als schmaler Streifen auf der photographischen Platte abbilden. Die ganze Anordnung befand sich durch lichtdichtes schwarzes Papier gegen Tageslicht geschützt in einem Glasrohr, das mittels einer Gaedepumpe evakuiert werden konnte. Das Glasrohr war in einem schwachen magnetischen Felde aufgestellt, so daß der Spalt parallel zur Richtung der magnetischen Kraftlinien verlief.

Als photographische Platten erwiesen sich nach mehreren Vorversuchen Schleußnersche Röntgenplatten am geeignetsten. Während man durch α-Strahlen schon mit verhältnismäßig schwachen Substanzen und bei kurzen Expositionen deutliche Bilder erhält, muß man für die viel weniger wirksamen β-Strahlen lange Zeit exponieren oder, wo dies wegen des raschen Zerfalls der Produkte nicht angängig ist, sehr starke Präparate verwenden. Wurde nun ein schwaches Magnetfeld (etwa 100 Gauß) angelegt und das Glasrohr gleichzeitig evakuiert, so erhielt man bei hinlänglich langer Exposition ein scharfes unabgelenktes Bild der etwa vorhandenen α-Strahlen und mehr oder minder deutliche Eindrücke der je nach ihrer Geschwindigkeit stärker oder schwächer abgelenkten β-Strahlen. Die mit den verschiedenen Produkten erhaltenen Resultate sind weiter unten näher beschrieben. Vorgreifend sei hier nur bemerkt, daß in allen untersuchten Fällen ein deutlich

1) Als diese vorliegende Arbeit im wesentlichen schon durchgeführt war, erschien eine Mitteilung von H. W. Schmidt, in der er in einer Anmerkung magnetische Versuche mit den β-Strahlen von *Ur X* ankündigt. Wir haben daher von der Untersuchung des *Ur X* abgesehen.

1) Die Figuren befinden sich auf Tafel XII.

Digitized by Google

diskontinuierliches Spektrum, bestehend aus einzelnen Linien oder Liniengruppen, erhalten wurde.

1. Aktiver Niederschlag des Thoriums.

Der aktive Niederschlag des Thoriums besteht aus vier Produkten: *Th A*, *Th B*, *Th C* und *Th D*, von denen nach den Untersuchungen von Hahn und Meitner *Th A* und *Th D*[1]) β-Strahlen emittieren. Werden diese beiden Produkte voneinander getrennt im Elektroskop untersucht, so erfolgt die Absorption der zugehörigen β-Strahlen augenscheinlich nach einem Exponentialgesetz, woraus Hahn und Meitner den Schluß zogen, daß jede dieser Substanzen eine einheitliche Gruppe von β-Strahlen aussendet, die durch eine ganz bestimmte Geschwindigkeit charakterisiert ist. Dabei ist allerdings in Erwägung zu ziehen, daß man eine Absorptionskurve für völlig reines Thorium *A* nicht aufnehmen kann. Auch wenn die Substanz unmittelbar nach ihrer Herstellung gar kein $Th\,B + C + D$ enthält, so werden diese doch so schnell nachgebildet, daß die β-Strahlen am Thorium *D* wenige Minuten nach der Herstellung von Thorium *A* sich bereits störend bemerkbar machen, so daß für die Absorption ein reines Exponentialgesetz nicht mehr erwartet werden kann.

Nach obigem war zu erwarten, daß man im Magnetfeld mit dem aktiven Niederschlag des Thors zwei den beiden β-Strahlengruppen entsprechende Ablenkungsstreifen erhält.

Die aktive Substanz wurde auf einem dünnen Draht in der üblichen Weise aus einem starken Radiothorpräparat gesammelt. Die Aktivität des Drahtes war im Gleichgewicht so stark, wie 0,05 mg reines $Ra\,Br_2$. Nach 12—15stündiger Exposition wurde die photographische Platte entwickelt und es zeigten sich außer dem sehr intensiven unabgelenkten Streifen der α-Strahlen zwei schwächere, aber deutlich wahrnehmbare, von β-Strahlen herrührende Streifen. Sie waren nicht gleich stark, sondern der weniger abgelenkte war schwächer und ziemlich unscharf. Dieses Resultat ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß harte β-Strahlen wegen ihrer geringeren Absorption in der lichtempfindlichen Substanz diese auch weniger schwärzen. Die geringere Schärfe des harten β-Strahles rührt vielleicht von weicheren Sekundärstrahlen her, die eben wegen ihrer kleineren Durchdringbarkeit wirksamer sind und sich dadurch störend bemerkbar machen.

Bei diesen ersten Versuchen war die photographische Platte zum Schutz gegen Licht in 0,01 mm dickes Aluminium eingehüllt. Es zeigte sich aber in der Folge, daß die Bilder ohne diese Aluminiumfolie schärfer wurden, weshalb bei den späteren Versuchen die Platten in der angegebenen Weise gegen eindringendes Licht geschützt wurden.

Um den Einfluß des Blendenmaterials auf die Schärfe der Bilder zu studieren, wurden Blenden aus Aluminium, Messing und Platin-Iridium verwendet. Große Unterschiede wurden indes nicht beobachtet, und es wurden daher die meisten der späteren Versuche mit Blenden aus Platin-Iridium ausgeführt. Auch der Einfluß des Materials der Rille, in der sich der aktive Draht befand, wurde geprüft und in der Folge Aluminium als am geeignetsten verwendet.

Fig. 2 gibt eine Reproduktion eines mit dem aktiven Niederschlag des Thoriums erhaltenen Bildes. Der scharfe, mit α bezeichnete Streifen rührt von den α-Strahlen her, die mit *Th A* und *Th D* bezeichneten Streifen gehören beziehungsweise dem *Th A* und *Th D* an. Der von *Th A* herrührende weiter abgelenkte Streifen ist im Original fast ebenso scharf, wie der Streifen der α-Strahlen, während der schwächere, aber auf der photographischen Platte immerhin sehr deutlich sichtbare *Th D*-Streifen in der Reproduktion kaum wahrnehmbar erscheint. Es scheint damit außer Zweifel gestellt, daß hier zwei einheitliche β-Strahlengruppen vorliegen, deren Geschwindigkeit einer oberflächlichen Schätzung nach 80 bezw. 95 Proz. der Lichtgeschwindigkeit beträgt.

Außer diesen beiden in allen Versuchen wahrnehmbaren Streifen zeigten sich unter Umständen noch drei sehr schwache, von denen zwei nach ihrer außerordentlich starken Ablenkbarkeit von sehr langsamen β-Strahlen herrühren müssen. Derartig weiche β-Strahlen können bei den gewöhnlichen Absorptionsversuchen, bei denen die α-Strahlen ausgeschlossen werden müssen, natürlich nicht zur Wirkung kommen. Sie konnten daher auch keinerlei Einfluß auf die Exponentialkurven haben. Der dritte schwache Streifen aber ist etwas weniger abgelenkt als der *Th A*-Streifen; bei Verwendung nicht sehr enger Blenden ist er von jenem nicht völlig getrennt. Wir schätzen seine Geschwindigkeit zu etwa 10 Proz. größer als die des *Th A*-Streifens. Eine direkte Zugehörigkeit zum *Th A* ist an sich nicht sehr wahrscheinlich. Ob, und in welcher Beziehung dieser schwache und die beiden obenerwähnten sehr stark abgelenkten schwachen Streifen zu den Produkten des ak-

1) Das im vergangenen Jahr von Hahn und Meitner entdeckte *Th D* emittiert die früher dem *Th B* zugeschriebenen β-Strahlen.

Digitized by Google

tiven Niederschlags stehen, möchten wir vorläufig noch offen lassen.

Radium E_2.

Die β-Strahlen vom Radium E_2 werden nach den Untersuchungen verschiedener Forscher nach einem Exponentialgesetz absorbiert; sie werden also nach der eingangs erwähnten Annahme alle mit derselben Geschwindigkeit ausgeschleudert. Es steht daher zu erwarten, daß man bei Verwendung eines reinen RaE_2-Präparats einen definierten Ablenkungsstreifen erhält.

Die zu dem Versuche verwendete Substanz wurde aus 75 g Bleichlorid aus Pechblende hergestellt, das in größerer Menge von der Firma Buchler & Cie. in Braunschweig bezogen war. Das Bleichlorid wurde in kochendem Wasser gelöst und in der Kälte wieder auskristallisieren gelassen. Da RaE_2 leicht löslich ist, blieb es hierbei in der Lösung. Die Lösung wurde dann mit überschüssiger Natronlauge versetzt, wobei der zuerst sich ausscheidende Rest des Bleies wieder in Lösung ging, während geringe Mengen von Eisen ungelöst blieben. Das Eisen enthielt fast das gesamte RaE_2. Durch mehrmaliges Umfällen mit Natronlauge wurde das Eisen möglichst vollständig von Blei befreit und nach dem Auflösen in sehr verdünnter Salzsäure mit H_2S die letzte Spur Blei ausgefällt. Dieser kaum einige Milligramm betragende H_2S-Niederschlag enthielt fast die Gesamtmenge RaE_2. Nach dem Veraschen des Filters wurde die Substanz, deren Aktivität etwa 0,1 mg reinen $RaBr_2$ entsprach, vorsichtig auf einen angefetteten dünnen Messingdraht gebracht, der wiederum in der oben erwähnten Rille Platz fand. Nach etwa 15stündigem Exponieren zeigte die photographische Platte einen einzigen, allerdings nicht sehr scharfen Streifen, was wohl wieder auf die störende Wirkung der Sekundärstrahlen zurückzuführen ist.

Da bei der Herstellung von RaE_2 das Polonium abgetrennt wurde, so ist der Eindruck der α-Strahlen nur schwach. Von einer Reproduktion dieser Photographie sehen wir vorläufig ab, da noch andere Untersuchungen über diesen Gegenstand im Gange sind. Insbesondere soll nämlich auch geprüft werden, ob RaD und RaE_1 eine weiche β-Strahlung emittiert, wie es nach einigen Vorversuchen den Anschein hat.

Mesothorium 2.

Das von O. Hahn[1]) vor mehreren Jahren entdeckte Mesothorium wandelt sich nicht direkt in Radiothorium um, sondern wie derselbe Verf. später zeigte, liegt zwischen diesen beiden Körpern ein Zwischenprodukt von 6,20 Stunden Zerfallsperiode, das die ursprünglich dem Mesothorium zugeschriebenen β-Strahlen emittiert[1]). Hahn nannte dieses Produkt Mesothorium 2 oder kurz Thorium 2. Die β-Strahlen dieser Substanz wurden von Hahn und Meitner[2]) auf ihre Absorption untersucht und da hierbei kein exponentiales Gesetz erhalten wurde, so schlossen die Verf. auf eine komplexe Strahlung. Da sich die Substanz leicht rein d. h. getrennt von andern radioaktiven Produkten herstellen läßt, so erschien ihre Untersuchung im Magnetfeld von Interesse. Als Ausgangssubstanz diente ein Mesothoriumpräparat, dessen Aktivität, mit der des Radiums verglichen, mehrere Milligramm betrug. Der Gehalt an Radiothor betrug knapp 1 Proz.

Das Mesothorium 2 wurde durch Zusatz von etwas Fe mittels NH_3 niedergerissen. Nach dem Veraschen betrug das Präparat an Gewicht einige Milligramm und war an Aktivität stärker als 4 mg Radium. Wie beim RaE_2 wurde ein Teil der feinpulverigen Substanz an den dünnen Messingdraht geklebt, der dann im Magnetfeld exponiert wurde. Die Wirkung dieses Präparates war so stark, daß man schon nach $^3/_4$ Stunden ein intensives Bild erhielt.

Das Bild selbst aber war in vieler Hinsicht überraschend. Vor allem zeigte es ein breites verwaschenes, wenig abgelenktes, also von schnellen β-Strahlen herrührendes Band. Die Breite des Bandes legt den Schluß nahe, daß sich hier zwei β-Strahlengruppen teilweise übereinander lagern, was auch mit den früher erwähnten Befunden von Hahn und Meitner in Einklang steht.

Außerdem aber waren noch 4 scharf getrennte stark abgelenkte Streifen vorhanden, die von 4 Gruppen sehr weicher β-Strahlen herrühren müssen.

Ein zweiter Versuch, der mit demselben Präparat, aber mit einem stärkeren Magnetfeld ausgeführt wurde, ergab dasselbe Resultat, wobei die einzelnen Streifen, dem stärkeren Feld entsprechend, weiter voneinander entfernt waren.

Fig. 3 zeigt die Reproduktion des bei dem zweiten Versuch erhaltenen Bildes. Der nur sehr schwach ausgeprägte α-Streifen rührt von der geringen Menge des dem Mesothorium 2 beigemengten Radiothors her. Um dies sicher zu stellen, wurde mit demselben Präparat am

1) Chem. Ber. **40**, 1462, 1907.

1) Diese Zeitschr. **9**, 246, 1908.
2) l. c.

Digitized by Google

nächsten Tag eine weitere Aufnahme gemacht, welche die Streifen der β-Strahlen entsprechend der Abnahme des Mesothorium 2 sehr viel schwächer, die der α-Strahlen entsprechend der Nachbildung des *ThX* aus Radiothor, viel stärker zeigte. Woher die 4 weichen Strahlen kommen, läßt sich von vornherein nicht so ohne weiteres entscheiden. Wahrscheinlich gehören sie dem mit 6,2 Stunden abfallenden Produkt an, das dann im Sinne der Auffassung von Hahn und Meitner noch komplex sein müßte.

ThX.

In einer mit dieser Mitteilung gleichzeitig [1]) erscheinenden Arbeit von Hahn und Meitner wird der Nachweis erbracht, daß auch Thorium *X* außer den schon lange bekannten α-Strahlen eine sehr leicht absorbierbare β-Strahlung emittiert. Es war daher von Interesse, diesen Befund auch durch Versuche im Magnetfeld zu kontrollieren, um so mehr als der elektroskopische Nachweis dieser Strahlung ziemlich mühselig ist.

Man mußte also mit einem Radiothor oder *ThX*-Präparat außer den beiden von *ThA* und *ThD* herrührenden Streifen einen dritten erhalten, der entsprechend der geringen Geschwindigkeit der zugehörigen Strahlen noch stärker als der *ThA*-Streifen abgelenkt erscheint. Allerdings konnte man von vornherein nicht wissen, ob nicht die Emanation sich so störend bemerkbar macht, daß eine Untersuchung im Magnetfeld überhaupt unmöglich wird. Verwendet wurde ein in geringer Substanzmenge vorliegendes Radiothorpräparat, dessen Aktivität ungefähr 0,3 mg $RaBr_2$ entsprach und das durch starkes Glühen in den nicht emanierenden Zustand übergeführt worden war. Der größere Teil davon wurde in der oben angegebenen Weise im Magnetfeld exponiert. Das Resultat entsprach vollkommen den Erwartungen und zeigte kaum eine störende Wirkung der Emanation. Schon nach einigen Stunden Exposition erhielt man nämlich ein sehr deutliches Bild, das außer den beiden dem *ThA* und *ThD* zugehörigen Streifen, einen dritten noch stärker abgelenkten Streifen, entsprechend den weichen β-Strahlen von *ThX* aufwies. Man konnte daran denken bei dem Radiothor, das während der Versuche seine Intensität nicht ändert, durch Engermachen des Spaltes die Ablenkungsbilder schärfer zu erhalten. Dies trifft auch tatsächlich zu. Da man dann aber viel länger exponieren muß, um den gleichen Eindruck zu erhalten, so macht sich die störende Wirkung der Emanation derart bemerkbar, daß die Bilder verschleiert werden.

Fig. 4 gibt eine Reproduktion einer bei den hier beschriebenen Versuchen mit Radiothor erhaltenen Aufnahmen.

Die den β-Produkten *ThX*, *ThA* und *ThD* entsprechenden einzelnen β-Streifen sind bezw. mit *X*, *A* und *D* bezeichnet. Der *ThX*-Streifen ist etwas schwächer als der *ThA*-Streifen, obgleich die weicheren *ThX*-Strahlen in der photographischen Schicht stärker wirken müßten; wahrscheinlich rührt dies daher, daß das Radiothor nicht in unendlich dünner Schicht verteilt war und daher die sehr weichen *ThX*-Strahlen schon zum großen Teil in dieser Schicht absorbiert werden, so daß nur ein geringer Teil an die photographische Platte gelangt.

Die mit dem *ThX* erhaltenen positiven Resultate legen den Gedanken nahe auch Aktinium *X* einer ähnlichen Untersuchung zu unterziehen. Herr Professor Giesel hatte die große Liebenswürdigkeit, uns ein starkes Aktinium-*X*-Präparat zur Verfügung zu stellen und wir hoffen in Kürze über diese Versuche berichten zu können.

Die im vorstehenden beschriebenen magnetischen Linienspektra geben den Beweis, daß einheitliche Produkte β-Strahlen ganz bestimmter Geschwindigkeit emittieren. Da die Substanzen bei manchen dieser Versuche nicht in unendlich dünner Schicht vorlagen, und die auf die photographische Platte einwirkenden Strahlen somit verschiedene Schichtdicken in der aktiven Substanz selbst zu durchdringen hatten, so scheinen die erhaltenen Resultate auch dafür zu sprechen, daß die β-Strahlen beim Durchgang durch Materie keine merkliche Geschwindigkeitsänderung erfahren. Direkte Versuche zur Entscheidung dieser Frage durch Bedecken der Substanz mit Aluminiumfolien sind deshalb schwer durchzuführen, weil schon sehr geringe Dicken von Aluminium die β-Strahlen vollständig zerstreuen und dadurch nur so wenig Strahlen durch den Spalt austreten können, daß keine deutlichen Bilder erhalten werden. Doch scheint uns das logarithmische Absorptionsgesetz, das für die den einzelnen Streifen entsprechenden Strahlen in den früher erwähnten Arbeiten erhalten wurde, ein hinreichender Beweis zu sein, daß keine merkliche Geschwindigkeitsänderung mit der Absorption verknüpft ist.

Zusammenfassung der Resultate:

Die vorliegende Untersuchung beweist, daß beim Zerfall der radioaktiven Substanzen nicht nur die α-Strahlen, sondern auch die β-Strahlen

1) Diese Zeitschr. 11, 493, 1910.

Digitized by Google

das radioaktive Atom mit einer für das betreffende Produkt charakteristischen Geschwindigkeit verlassen.

Damit ist für die von Hahn und Meitner auf Grund ihrer Absorptionsmessungen gemachte Annahme, daß solche β-Strahlen, die nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, homogen sind, eine neue Stütze gewonnen.

Wahrscheinlich emittiert jede β-strahlende Substanz nur eine Gruppe typischer β-Strahlen. In den Fällen, wo das nicht zutrifft, liegen vielleicht komplexe Substanzen vor. Andrerseits haben wir in der magnetischen Ablenkung ein Mittel in der Hand, solche Produkte auf wenig durchdringende β-Strahlen zu untersuchen, die derzeit noch für strahlenlos gelten. Ihre Anzahl ist durch die Untersuchungen der letzten Jahre sowieso sehr verringert worden.

Man hat in den Linienspektren ferner die Möglichkeit, die Geschwindigkeit der einzelnen β-Strahlen genau zu bestimmen. Da diese für manche β-Strahlen der Lichtgeschwindigkeit sehr nahe kommt, so ist Aussicht vorhanden, die Versuche über die Zunahme der scheinbaren Masse mit wachsender Geschwindigkeit genauer als bisher auszuführen. Das für diese Versuche seinerzeit verwendete Material, nämlich festes Radiumsalz, eignet sich für diesen Zweck nicht sehr, da es aus den oben angeführten Gründen kein diskontinuierliches Spektrum gibt. Auch wir haben bei den von uns angewendeten (schwachen) Feldern eine Trennung in Linien vorläufig nicht erhalten.

Physikalisches und Chemisches Institut der Universität Berlin.

(Eingegangen 16. Mai 1910.)

Eine neue β-Strahlung beim Thorium X; Analogien in der Uran- und Thoriumreihe.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Vor einiger Zeit haben wir gezeigt, daß die β-Strahlen des Radiums nicht nur von den verschiedenen Produkten des aktiven Niederschlags herrühren, sondern daß auch Radium selbst eine typische β-Strahlung aussendet[1]). Auf Grund unserer Annahme, daß einheitliche Substanzen nur eine Gruppe von Strahlen, entweder nur α- oder nur β-Strahlen aussenden, haben wir den Schluß gezogen, daß auch das Radium selbst keine einheitliche Substanz ist, sondern aus Radium und einer zweiten Substanz, die als Radium X zu bezeichnen wäre, besteht. Wir haben auch angegeben, daß wir Trennungsversuche beim Radium vorgenommen haben, die Aussicht auf Erfolg zu versprechen schienen. Tatsächlich hatten wir ein Radiumpräparat, dessen Aktivität einen Monat nach seiner Herstellung, also nach einer Zeit, da es mit der Emanation schon im Gleichgewicht hätte sein müssen, durch viele Wochen hindurch noch kontinuierlich zunahm und zwar um mehr als das Doppelte des nach einem Monat erreichten Wertes. Es ist uns aber trotz zahlreicher Bemühungen nicht gelungen, nochmals ein derartiges Präparat zu erhalten. Dennoch sind wir von der Existenz von Radium X überzeugt, sehen aber vorläufig keinen Weg, eine Trennung durchzuführen. Denn auch Versuche, Radium X durch Rückstoß aus dem Radium herzustellen, verliefen ergebnislos, was unsere Annahme, daß Radium selbst nur β-Strahlen, Radium X α-Strahlen aussendet, stützt.

Wir werden weiter unten auf gewisse Analogien in den Zerfallsreihen des Urans und des Thoriums verweisen. Diese Analogien machen es wahrscheinlich, daß ThX ebenfalls außer den bekannten α-Strahlen eine absorbierbare β-Strahlung emittiert. Nach unserer Meinung müßte also auch ThX komplex sein. Hierfür spricht auch noch die Durchdringbarkeit der α-Strahlen des ThX, worauf schon Rutherford hingewiesen hat.

Wir haben nun, von diesen Gesichtspunkten geleitet, eine möglichst genaue Untersuchung der Strahlen des ThX und auch des Radiothors ausgeführt.

Die Untersuchungen mit ganz frisch abgetrenntem reinen Radiothor, die wegen der verhältnismäßig langsamen Nachbildung der durchdringenden β-Strahlen des aktiven Niederschlags leicht durchzuführen sind, ergaben, daß Radiothor keine β-Strahlen emittiert, was mit den Befunden anderer Forscher[1]) übereinstimmt.

Was ThX betrifft, so macht sich bei den Messungen der störende Einfluß der Emanation sehr unangenehm geltend, wenn man nicht für absoluten Abschluß des Elektroskops Sorge trägt. Da das verwendete geschlossene β-Strahlenelektroskop nicht absolut luftdicht ist, haben wir die untersuchten Präparate mit 0,01 mm Aluminium luftdicht verschlossen. Es ist natürlich zum Nachweis einer weichen β-Strahlung erforderlich, die die α-Strahlen ausschließenden Metallschichten nicht dicker als der Ionisierungsbereich bedingt, zu wählen, da andernfalls auch die weichen β-Strahlen nicht mehr in Erscheinung treten können.

1) O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. 10, 741—745, 1909.

1) M. Levin, diese Zeitschr. 8, 129, 1907.

Digitized by Google

Um nun die vermutete β-Strahlung beim ThX nachzuweisen, wurde zunächst geprüft, ob sich ein Unterschied in den Absorptionskurven bemerkbar macht, wenn man einerseits ThX + Zerfallsprodukten, andererseits den aktiven Niederschlag des Thoriums allein untersucht. Die auf diese Weise erhaltenen Absorptionskurven waren indes innerhalb der Versuchsfehler identisch. Dieses Resultat sprach aber nicht unbedingt gegen eine weiche Strahlung, denn auch Radium läßt im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten die weiche β-Strahlung nicht erkennen, die bei Präparaten frei von Emanation und aktivem Niederschlag mit Leichtigkeit nachzuweisen ist.

Wir mußten daher ThX möglichst frei von seinen Zerfallsprodukten herstellen. Da die Emanation sofort wieder nachgebildet wird, und somit eine wenn auch sehr geringe Menge ThA sehr schnell vorhanden ist, so ist an einen direkten Nachweis durch eine einheitliche Absorptionskurve von vornherein nicht zu denken. Man kann aber den Nachweis versuchen, ob die β-Strahlung eines möglichst von seinen Zerfallsprodukten gereinigten ThX-Präparates absorbierbarer ist als die des ThA.

Ein mäßig starkes Radiothorpräparat wurde in möglichst geringer Flüssigkeitsmenge mit NH_3 versetzt, der Niederschlag abfiltriert und das Filtrat auf einem Platinschälchen eingedampft. Um die während des Eindampfens geringen Mengen nachgebildeten aktiven Niederschlags zu beseitigen, wurde das Platinschälchen ziemlich stark geglüht. Unmittelbar nach dem Glühen wurde es mit 0,01 mm lochfreiem Aluminium verschlossen und in einem β-Elektroskop zur Messung gebracht. Um die Absorbierbarkeit der Strahlung festzustellen, wurde das Präparat abwechselnd unbedeckt und mit 0,054 mm Aluminium bedeckt gemessen und für beide Fälle eine Anstiegskurve aufgenommen. Die Aktivität nahm für beide Messungsreihen von Anfang an zu, aber der Anstieg war für das mit 0,054 mm Aluminium bedeckte Präparat während der ersten halben Stunde beträchtlich langsamer als für das unbedeckte Präparat. Aus diesen beiden Kurven kann man nun das Verhältnis der Aktivität bei 0 und 1 Blatt Aluminium, mit anderen Worten das Durchdringungsvermögen der Strahlung, für jeden beliebigen Zeitpunkt bestimmen. Es ergab sich hierbei das Resultat, daß das Durchdringungsvermögen zunächst mit der Zeit abnahm, ein Minimum durchschritt und dann allmählich zunahm. Dies zeigt, daß $Th(B + D)$ in geringem Überschuß vorhanden war, dessen Zerfall allerdings durch die schnelle Nachbildung von ThA überdeckt wurde, sich aber eben in der anfänglichen Abnahme des Durchdringungsvermögen erkennen ließ, da die β-Strahlen von ThD viel durchdringender sind als die des ThA. Ist nun keine von ThX herrührende leicht absorbierbare β-Strahlung vorhanden, so muß das Minimum des Durchdringungsvermögens demjenigen entsprechen, das für $Th(A + B + C + D)$ im Gleichgewicht erhalten wird. Tatsächlich lag der erhaltene Minimalwert weit unterhalb des Gleichgewichtswertes. Während nämlich 0,054 mm Aluminium von der $Th(A + D)$-Strahlung etwa 67 Proz. durchlassen, ging der erwähnte Minimalwert in einigen Fällen bis auf etwa 40 Proz. herab. Dies ist schon ein Beweis für eine konstante weiche β-Strahlung, die nur vom ThX herrühren kann.

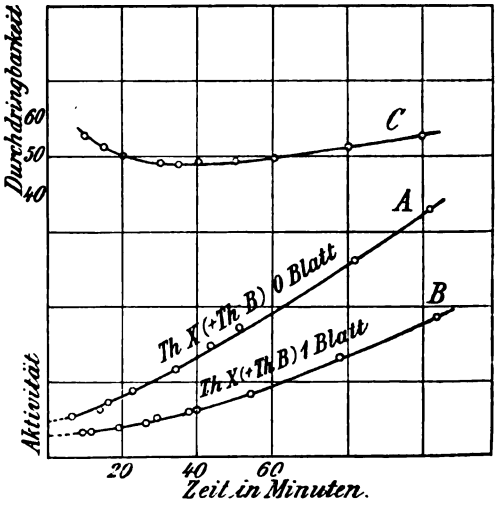


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt drei Kurven, von denen A und B den β-Anstieg der Aktivität des in der oben angegebenen Weise hergestellten Thorium-X-Präparats zeigen, und zwar Kurve A für 0, Kurve B für 1 Blatt. Kurve C wurde aus den beiden Kurven A und B dadurch erhalten, daß das Verhältnis der Aktivitäten zu verschiedenen Zeitpunkten bestimmt und dies so erhaltene Durchdringungsvermögen als Funktion der Zeit aufgetragen wurde. Die Kurve C zeigt deutlich, daß das schon anfangs nicht dem Gleichgewichtswert entsprechende Durchdringungsvermögen der Strahlung noch weiter abnimmt, um dann allmählich erst wieder anzusteigen. Die angeführten Versuche haben dargetan, daß durch das Glühen nicht alles ThB beseitigt wird, wodurch natürlich auch bei schnellem Arbeiten niemals die weiche Strahlung des ThX rein erhalten werden kann.

Digitized by Google

Wir haben daher noch eine Reihe von Versuchen mit *ThX* hergestellt, das möglichst vollständig sowohl von *ThB* als *ThA* befreit war. Es ist schon öfters darauf hingewiesen worden, daß man *ThB* aus einer Lösung des aktiven Niederschlags mittels Tierkohle abtrennen kann. In ähnlicher Weise wurde nun mit dem Filtrat der Radiothorfällung verfahren. Die Lösung wurde unmittelbar nach der Ammoniakfällung mit einer ziemlich großen Menge Tierkohle aufgekocht, das Filtrat schnell eingedampft und kurz geglüht. Das geglühte Produkt wurde, um auch das Eindringen von Spuren der Emanation in das Elektroskop zu verhindern, mit einer undurchlässigen dünnen Goldschlägerhaut luftdicht eingeschlossen. Das Glühen und Einschließen erforderte eine Zeit von knapp 4 Minuten, so daß unter Berücksichtigung, daß *ThB* durch die Tierkohle ganz entfernt war und das etwa noch spurenweise vorhandene *ThA* durch Glühen beseitigt worden war, zu Beginn der Messung nur etwa 3 Promille vom aktiven Niederschlag vorhanden sein konnten; trotzdem war die Aktivität ohne Schwierigkeit meßbar. Wurde es dagegen noch mit einer Aluminiumfolie bedeckt, die beim aktiven Niederschlag noch mindestens 40 Proz. der Strahlung hätte durchlassen müssen, so sank die Aktivität auf einen sehr geringen Wert, was auf eine sehr weiche Strahlung schließen läßt. Die jetzt weiter aufgenommenen Messungen mit 0 und 1 Blatt Aluminium zeigten während der nächsten Stunden eine sehr starke Zunahme der Aktivität, besonders für den Fall, daß das Präparat mit einem Blatt bedeckt war. Dies rührt davon her, daß zu der schon anfänglich vorhandenen sehr weichen Strahlung die härtere von dem aktiven Niederschlag hinzutrat. Aus den auf diese Weise aufgenommenen Kurven wurde das Durchdringungsvermögen der Strahlung als Funktion der Zeit bestimmt und die erhaltenen Werte wieder zur Konstruktion einer Kurve verwendet, indem als Abszisse die Zeit, als Ordinate das zugehörige Durchdringungsvermögen in Prozenten aufgetragen wurde.

Fig. 2 zeigt die erhaltenen Kurven. Die Kurven *A* und *B* geben den zeitlichen Aktivitätsanstieg für 0 und 1 Blatt wieder, Kurve *C* stellt die zeitliche Änderung des Durchdringungsvermögens dar. Extrapoliert man diese Kurve nach der Zeit Null, so erhält man ein sehr geringes Durchdringungsvermögen, das nach dem obigen Befund auf eine leicht absorbierbare β-Strahlung beim Thorium *X* schließen läßt. Der Wert dieses Durchdringungsvermögens ergibt sich zu etwa 8 Proz.

Vorsichtshalber wurde aber auch ein Kontrollversuch mit Thorium *A* allein angestellt. Der aktive Niederschlag wurde zu diesen Zweck

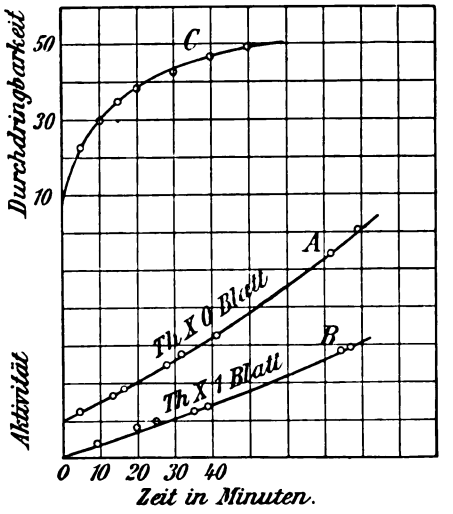


Fig. 2.

in verdünnter Salzsäure gelöst. Aus der Lösung wurde das *ThB* durch mehrmaliges Fällen mit Tierkohle abgetrennt. Das Filtrat wurde zum größten Teil auf einem Uhrglas eingedampft und unter analogen Bedingungen wie vorher das *ThX* zur Messung gebracht. Der kleine Rest des Filtrats wurde gleichfalls eingedampft und in einem α-Elektroskop auf die Nachbildung des *ThB* aus *ThA* untersucht, um daraus auf die Reinheit des Ausgangsmaterials einen Schluß ziehen zu können. Es zeigte sich, daß zur Zeit Null das abgetrennte *ThA* weniger als 1 Proz. *ThB* enthalten hatte. In derselben Weise wie vorher für das reine *ThX* wurden nun auch die Anstiegskurven für *ThA* für 0 und 1 Blatt aufgenommen und daraus die Kurve für die zeitliche Änderung des Durchdringungsvermögens ermittelt.

Fig. 3 gibt die erhaltenen Kurven wieder und zwar entsprechen die Kurven *A* und *B* bez. den Messungen mit 0 und 1 Blatt; Kurve *C* stellt die Zunahme des Durchdringungsvermögens mit der Zeit in Prozenten dar. Extrapoliert man diese wieder wie oben nach der Zeit Null, so ergibt sich das Durchdringungsvermögen für reines *ThA* zu etwa 26 Proz.

Wir sehen also hieraus, daß beim *ThX* eine etwa dreimal so weiche β-Strahlung vorhanden ist, als beim *ThA*.

Noch auf einem dritten Wege konnte die Existenz dieser sehr weichen β-Strahlung wahrscheinlich gemacht werden. Es gelang nämlich nie, auch unter Einhaltung aller Vorsichtsmaßregeln, die β-Strahlen vollständig zum Verschwinden zu bringen. Eine ganz geringe konstante Aktivität blieb stets zurück, sie betrug für die

Digitized by Google

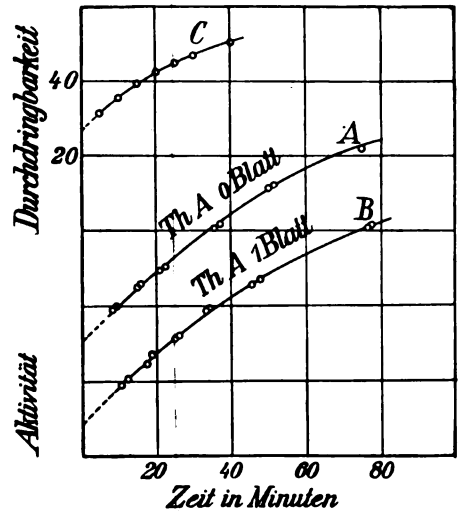


Fig. 3.

Fälle, daß das Präparat mit 0,01 mm *Al* bedeckt war, etwa 1 Proz. der Gesamtstrahlung und in dem Fall, daß es nur durch die dünnere Goldschlägerhaut bedeckt war, über 1,5 Proz.

Der Nachweis so weicher β-Strahlen wie die des *ThX*, ist naturgemäß sehr schwer, wenn die zu untersuchenden Präparate außerdem α-Strahlen emittieren; denn man muß ja eine dem „Ionisierungsbereich" der α-Strahlen äquivalente Menge Aluminium vorschalten, um diese auszuschließen. Hierbei wird aber auch die weiche β-Strahlung zum weitaus größten Teil absorbiert, so daß man sie nur unter besonderen Vorsichtsmaßregeln nachweisen kann.

Es war deshalb von großem Interesse, die auf obigem Wege erkannte β-Strahlung des *ThX* auch auf einem ganz anderen objektiven Wege nachzuweisen. In einer mit dieser Mitteilung gleichzeitig[1]) erscheinenden Arbeit von Otto v. Baeyer und Otto Hahn wird eine Methode angegeben, wie man die β-Strahlen einzelner Radioelemente getrennt voneinander photographisch nachweisen kann. Auf diesem Wege wurde, wie dies in der betreffenden Arbeit beschrieben ist, einerseits der aktive Niederschlag des Thors, andererseits Radiothor + *ThX* untersucht. Im letzteren Fall trat ein Streifen mehr auf, der entsprechend der leichten Absorbierbarkeit der *ThX*-Strahlen stärker als der *ThA*-Streifen abgelenkt war.

Der große Vorteil der photographischen Methode ist der, daß die α-Strahlen nicht störend wirken und daß die leicht absorbierbaren Strahlen in der photographischen Schicht mindestens ebensogut zur Wirkung gelangen wie die durchdringenderen. Handelt es sich daher um das Auffinden von β-Strahlen, deren Durchdringungsfähigkeit noch kleiner als die der *ThX*-Strahlen ist, so wird man nach der gewöhnlichen elektroskopischen Methode nicht zum Ziele gelangen können, während der von v. Baeyer und Hahn benutzte Weg Erfolg verspricht.

Die β-Strahlen beim *ThX* wurden als Analogon zu den β-Strahlen des Radiums gesucht.

Stellt man sich nämlich einmal die Produkte der Uran-Radiumreihe und die der Thoriumreihe nebeneinander, so macht sich eine Anzahl von Analogien bemerkbar, die man wohl kaum als rein zufällige betrachten kann. Diese Analogien beziehen sich einerseits auf die Art der emittierten Strahlen, andererseits auf die chemischen Eigenschaften, soweit diese für die einzelnen Produkte überhaupt beknnnt sind.

Schon The Svedberg[1]) hat auf die Analogie zwischen Ionium, Radium und Emanation einerseits, Radiothor, *ThX* und Thoriumemanation andererseits hingewiesen. Ionium und Radiothor emittieren α-Strahlen und sind in ihren chemischen Eigenschaften nicht voneinander zu unterscheiden, indem sie beide den Reaktionen des Thoriums folgen. Radium und Thorium *X* emittieren, wie schon lange bekannt α-Strahlen und verhalten sich chemisch wie Erdalkalimetalle. Die Emanationen emittieren ebenfalls α-Strahlen und sind inaktive Gase wie die Elemente der Argongruppe.

Zu den α-Strahlen des Radiums und des Thorium *X* kommen nun nach unseren Untersuchungen noch je eine Gruppe von leicht absorbierbaren β-Strahlen, die in dem Falle, daß *Ra* sich als komplex nachweisen läßt, auch für eine komplexe Natur des *ThX* sprechen. Dafür spricht auch schon der Durchdringungsbereich der α-Strahlen, der für ein Produkt von der verhältnismäßig langen Lebensdauer des *ThX* auffallend groß ist.

Man kann die Analogie der einzelnen Reihen aber noch bis zu den Anfangsgliedern zurück verfolgen, wobei man allerdings noch mit einer gewissen Unsicherheit unserer Kenntnisse bezüglich der Reihe Uran-Ionium zu rechnen hat.

Uran und Thorium emittieren beide α-Strahlen, aus dem Thorium entsteht Mesothorium 1, das keine α-Strahlung besitzt und für das vorläufig keine β-Strahlung nachgewiesen worden ist. Aus dem Uran scheint nach den Untersuchungen von Danne ein neuer Körper, Radiouran, zu entstehen, für das ebenfalls eine Strahlung mit Sicherheit noch nicht nachgewiesen ist.

Auf Radiouran folgt Uran *X*, auf das Meso-

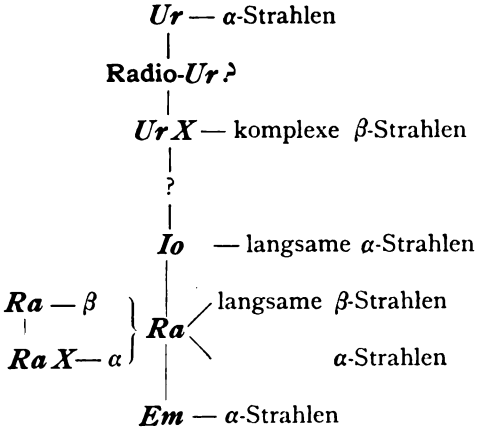
1) Diese Zeitschr. 11, 488, 1910.

1) Zeitschr. für anorg. Chemie **63**, 197—206.

Digitized by Google

thorium 1 das Mesothorium 2. Beide sind mit NH_3 fällbar und emittieren eine komplexe β-Strahlung. Möglicherweise liegt nach Soddy zwischen dem UrX und dem Ionium noch ein anderes Produkt von verhältnismäßig kurzer Lebensdauer, was dann in der Reihe des Thoriums ebenfalls auf einen Körper zwischen Mesothorium 2 und Radiothor schließen ließe.

Da im allgemeinen die Lebensdauer der Körper der Uran-Radiumreihe sehr viel länger ist als die der entsprechenden Produkte der Th-Reihe, so läge ein derartiges Zwischenprodukt zwischen Mesothorium 2 und Radiothorium



Zieht man außer dieser Übereinstimmung im Typus und der ungefähren Geschwindigkeit der emittierten Strahlen die in fast allen Fällen konstatierte Gleichheit der chemischen Eigenschaften der Produkte in Betracht, so erkennt man hier eine sehr weitgehende Analogie, die unwillkürlich auf eine sehr verwandte Konstitution der homologen Atomgruppen schließen läßt. Eine Beziehung zwischen den Zerfallsperioden und Geschwindigkeiten der Strahlen der entsprechenden Gruppen aufzustellen, ist uns allerdings nicht gelungen; es besteht hier höchstens insofern eine Gesetzmäßigkeit, als die Produkte der Uranreihe bis zur Emanation die beständigeren sind.

Das Resultat der vorliegenden Arbeit besteht also darin, daß der Nachweis für eine wenig durchdringende β-Strahlung beim ThX erbracht worden ist. Der Nachweis dieser β-Strahlung als Analogon zu der weichen β-Strahlung des Radiums ist ein weiteres Glied in den Gesetzmäßigkeiten, die zwischen den Zerfallsreihen des Ur und des Th wenigstens bis zur Emanation bestehen.

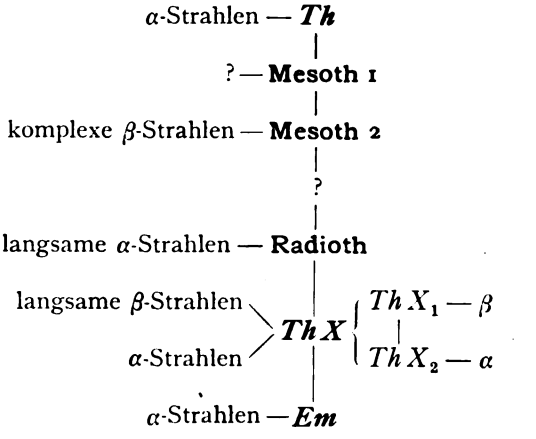
Berlin, Chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 16. Mai 1910.)

durchaus im Bereich der Möglichkeit, könnte aber wegen seiner kurzen Lebensdauer bisher übersehen worden sein. Die sehr komplexe Strahlung des Mesothorium 2, wie sie sich aus den photographischen Aufnahmen von v. Baeyer und Hahn ergibt, spricht ohnehin für eine sehr komplexe Substanz.

Es folgen dann die schon oben besprochenen Produkte Radiothor, Ionium usw.

Zur Übersicht geben wir hier eine Zusammenstellung der Produkte des Urans und Thoriums bis zu den Emanationen:



Über die Viskosität der Gase der Argongruppe [1]).

Von A. O. Rankine.

Ich habe in einer früheren Arbeit eine Methode beschrieben, die besonders geeignet ist, die Viskosität von sehr kleinen Mengen verschiedener Gase zu vergleichen. Seitdem habe ich diese Methode angewendet, um die Viskosität von Helium-, Neon-, Argon-, Krypton- und Xenonproben zu bestimmen, welche Sir William Ramsay so freundlich war, mir zur Verfügung zu stellen. Die hier mitgeteilten Resultate gelten nur für Zimmertemperatur, doch soll die Untersuchung der Abhängigkeit von der Temperatur sofort in Angriff genommen werden. Dazu muß aber der Apparat erst etwas abgeändert werden; und in Anbetracht der großen Bedeutung, welche die Viskosität für die kinetische Gastheorie und die molekularen Eigenschaften der Gase hat, schien es mir nicht geraten, mit der Veröffentlichung solange zu warten.

Theorie der Meßmethode.

Fig. 1 zeigt die wesentlichen Bestandteile des Apparates: zwei Röhren M und N, die an bei-

1) In der Royal Society mitgeteilt von Professor F. T. Trouton, F. R. S. Eingegangen am 2. Februar, vorgetragen am 17. Februar 1910.

Digitized by Google

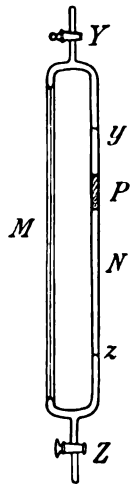


Fig. 1.

den Enden miteinander verbunden sind, und zwei Hähne y und z zum Einlassen und Auslassen des Gases. M ist ein enges Kapillarrohr von ungefähr 50 cm Länge; das Rohr N hat einen bedeutend größeren inneren Durchmesser, ist aber immerhin so eng, daß der Quecksilbertropfen P unversehrt erhalten bleibt. Werden die Röhren senkrecht gestellt, so sinkt der Quecksilbertropfen langsam abwärts, indem er das eingeschlossene Gas durch die Kapillarröhre durchtreibt. Wenn der Apparat mit verschiedenen Gasen gefüllt wird, so ist deren Viskosität, abgesehen von einer kleinen Korrektion, auf welche ich gleich zurückkommen will, einfach proportional der Zeit, welche der Quecksilbertropfen braucht, um die Strecke zwischen den zwei Marken y und z zu durchfallen. Wenn also t_1 und t_2 die Fallzeiten für zwei verschiedene Gase sind, so ist

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{t_1}{t_2}. \qquad (1)$$

In der früheren Arbeit ist darauf hingewiesen worden, daß durch die Oberflächenspannung der Druck des Quecksilbertropfens ein wenig vermindert wird. Die Oberflächenspannung des Quecksilbers hängt sicher von dem Gase, das mit dem Quecksilber in Berührung ist, ab; aber es ist kaum wahrscheinlich, daß der Unterschied groß ist; und da sich die Korrektur nur auf einen kleinen Bruchteil des Gesamtdruckes beziehen würde, kann sie sicher vernachlässigt werden.

Der Grund, warum Gleichung (1) das Verhältnis der Viskositäten nur angenähert gibt, liegt darin, daß die verschiedenen Gase verschiedene Gleitungskoeffizienten haben. Die vollständige Ausflußformel, auf unseren speziellen Fall angewendet, heißt:

$$\eta = \frac{\pi R^4 p t}{8 l v}\left(1 + \frac{4G}{R}\right), \qquad (2)$$

wo η die Viskosität bedeutet, R den inneren Durchmesser des Kapillarrohres, p den tatsächlichen Druck des Quecksilbertropfens, t seine Fallzeit von Marke y bis Marke z, l die Länge der Kapillarröhre und v das vom Quecksilbertropfen fortgeschobene Gasvolumen. Der Gleitungskoeffizient ist G; er hängt von der Beschaffenheit des Gases ab und ist, wie O. E. Meyer gezeigt hat, praktisch gleich der mittleren freien Weglänge in dem Gase. Für den Vergleich ergibt sich hieraus:

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{t_1}{t_2} \cdot \frac{1 + 4\frac{\lambda_1}{R}}{1 + 4\frac{\lambda_2}{R}}, \qquad (3)$$

wo λ_1 und λ_2 die mittleren freien Weglängen in den Gasen bei den Versuchsverhältnissen sind. Gewöhnlich ist die mittlere freie Weglänge, selbst im Verhältnis zu R, sehr klein, darum kann man mit genügender Genauigkeit setzen

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{t_1}{t_2}\left\{1 + \frac{4\lambda_2}{R}\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} - 1\right)\right\}. \qquad (4)$$

Es folgt hieraus, daß wir die mittleren freien Weglängen in den betreffenden Gasen kennen müssen, um η_1 und η_2 vergleichen zu können. Doch genügt auch das Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$, wenn λ für ein Gas bekannt ist. Auf alle Fälle sind nur verhältnismäßig rohe Werte nötig, und solche kann man mit Hilfe der kinetischen Gastheorie berechnen. Bei den einfachsten Annahmen gelten die folgenden Gleichungen:

$$\eta = \frac{1}{3}\varrho\lambda V \quad \text{und} \quad p = \frac{1}{3}\varrho V^2,$$

wo ϱ die Gasdichte bedeutet, V die Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat der Moleküle und p den Druck.

Durch Elimination von V erhalten wir

$$\eta = \lambda\sqrt{\frac{1}{3}p\varrho}$$

oder, wenn der Druck derselbe ist, bei zwei verschiedenen Gasen:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\eta_1}{\eta_2}\sqrt{\frac{\varrho_2}{\varrho_1}}. \qquad (5)$$

Um einen rohen Wert von $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ zu erhalten, können wir den angenäherten Wert von $\frac{\eta_1}{\eta_2}$ aus Gleichung (1) verwenden. Damit kann nun aus Gleichung (4) ein genauer Wert für $\frac{\eta_1}{\eta_2}$

Digitized by Google

gewonnen und wenn nötig wieder in (5) eingesetzt werden. Es zeigte sich aber eine Korrektur als genügend. Der Wert $\frac{4\lambda_2}{R}$ muß für irgendein Gas, in unserem Fall war es Luft, bestimmt werden. Für den verwendeten Apparat war der Wert von $\frac{4\lambda_2}{R}$ bei Atmosphärendruck und Temperatur sehr nahe gleich 0,004. Die zur Verwendung kommende Gleichung heißt demnach

$$\frac{\eta}{\eta_{\text{Luft}}} = \frac{t}{t_{\text{Luft}}}\left\{1 + 0{,}004\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{Luft}}} - 1\right)\right\}.$$

Es mag noch bemerkt werden, daß Gleichung (5) in der Folge verwendet wurde zum Vergleich der mittleren freien Weglängen für die verschiedenen Gase. Dabei wurde der korrigierte Wert von $\frac{\eta_1}{\eta_2}$ benutzt.

Versuchsanordnung.

Verfasser erhielt die Gasproben in Reagenzgläsern, die in Quecksilber eintauchten, ungefähr 10 ccm von jeder Gattung. Diese Menge genügte vollkommen, um bei Atmosphärendruck den Apparat zu füllen, da derselbe nur einen Rauminhalt von 6 ccm hatte. Es ist schon so oft ausführlich beschrieben worden[1]), auf welche Weise kleine Mengen wertvoller Gase zu behandeln sind, daß es genügt, wenn ich hier nur eine Skizze des zum Auspumpen und Füllen der Röhren verwendeten Apparates bringe (Fig. 2).

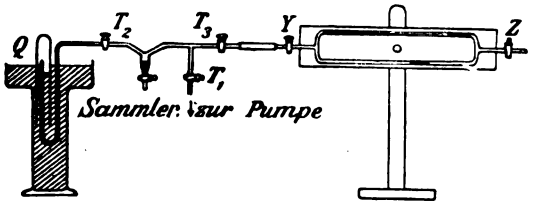


Fig. 2.

Die Verbindung mit den Meßröhren geschah durch kurze Gummischläuche, da sie nach der Füllung gelöst werden muß, um die Röhren umkippen zu können. Nach dem Versuche wurde die Verbindung wieder hergestellt, das Gas ausgepumpt und über Quecksilber aufgefangen. Die Pumpe selbst wurde nur beim Entleeren der Röhren mit Gas gefüllt; beim Füllen wurde vor dem Eintretenlassen des Gases aus dem Reagenzglas Q der Hahn T_1 geschlossen. Daher waren 10 ccm mehr als genügend, um die Röhren bei Atmosphärendruck zu füllen.

1) Siehe Travers, „Study of Gases".

Die Füllung geschah folgendermaßen: Der ganze Apparat wurde ausgepumpt und Hahn T_1 geschlossen. Dann wurde das Gas langsam eingelassen durch Regulieren der drei Hähne T_2, T_3 und Y, bis der Druck innen Atmosphärendruck erreicht hatte. Hierauf wurden die Hähne T_2 und Y geschlossen und das Gas zwischen Y und T_1 ausgepumpt und gesammelt. Nach Entfernung des Gummischlauches bei Y waren nun die an einem Gestell um O drehbar befestigten Röhren zum Versuche bereit.

Ausführung der Messung.

In der früheren Arbeit ist gezeigt worden, daß es nötig ist, den Quecksilbertropfen die Strecke yz in beiden Richtungen durchfallen zu lassen und das Mittel der Fallzeiten zu nehmen. Bei allen hier mitgeteilten Versuchen wurde das Mittel von sechs Fallzeiten — drei in jeder Richtung — genommen. Der Apparat wurde zu verschiedenen Zeiten mit trockener Luft gefüllt, die als Vergleichsstoff diente. Es wurde durchwegs derselbe Quecksilbertropfen benutzt und bei gleicher Temperatur änderte sich die Fallzeit in Luft nicht merklich. Die Temperatur änderte sich im Laufe einer Versuchsreihe nie um mehr als 0,5° C; es wurde das Mittel genommen. In dem kleinen Temperaturintervall zwischen 9,8° C und 12,6° C wurden für Luft mehrere Fallzeiten bestimmt. Die Werte liegen zwischen 153,8 Sekunden bei der niedrigsten und 155,2 Sekunden bei der höchsten Temperatur; zwischenliegende Werte wurden interpoliert für den Vergleich mit den Fallzeiten in den seltenen Gasen.

Versuchsergebnisse.

Im folgenden sind die Versuchsergebnisse für die verschiedenen Gase angeführt:

1. Helium. — Das verwendete Gas stammte von jenem, von H. E. Watson sorgfältig gereinigtem Helium her, das Mr. Cuthbertson bei seinen ganz kürzlich ausgeführten Bestimmungen der Refraktion und Dispersion benutzt hatte. Die Verunreinigungen werden wahrscheinlich $^1/_8$ Prozent nicht übersteigen.

Temperatur 9,8° C.

Fallzeit in Sekunden

von y nach z	von z nach y
165,5	166,5
164,9	166,0
165,7	166,1
Mittel 165,4	166,2

Gemeinsames Mittel 165,8 Sekunden.
Fallzeit für Luft bei 9,8° C = 153,8 Sekunden

Digitized by Google

Angenäherter Wert von $\frac{\eta_{He}}{\eta_{\text{Luft}}} = \frac{165,8}{153,8} = 1,078$.

Wegen der verschiedenen Gleitungskoeffizienten korrigiert:

$$\text{bei } 9,8^0\,\text{C}\quad \frac{\eta_{He}}{\eta_{\text{Luft}}} = 1,086.$$

Dieses Verhältnis ist schon von zwei andern Forschern bestimmt worden, von Lord Rayleigh[1]) und von H. Schultze[2]). Der erstere fand die Zahl 0,96; doch war dies kurz nach der Entdeckung des Heliums und die Wahrscheinlichkeit einer Verunreinigung war damals viel größer als jetzt. Der Wert, den Schultze erhielt, ist genau derselbe wie der meinige, nämlich 1,086. Allerdings ist er bei 15°C bestimmt, aber die Temperaturkoeffizienten von Helium und Luft sind so wenig verschieden, daß das Verhältnis $\frac{\eta_{He}}{\eta_{\text{Luft}}}$ praktisch gleich bleibt bei geringen Temperaturunterschieden. Folglich stimmen die zwei Beobachtungen fast genau überein.

2. Neon. Auch das hier verwendete Neon war von Mr. Watson gereinigt. Es zeigte in auffälliger Weise die von Prof. Collie beobachtete merkwürdige Eigenschaft hell aufzuleuchten, wenn es mit bewegtem Quecksilber in Berührung kommt. Beim Füllen sowohl als beim Entleeren des Apparates war sogar bei hellem Tageslicht das rote Aufblitzen sichtbar. Prof. Collie teilte mir mit, daß dies nur dann auftritt, wenn das Neon fast gar keine Verunreinigungen enthält. Die benutzte Probe war wahrscheinlich das reinste Neon, das bis jetzt hergestellt worden ist.

Temperatur 10,1°C.

Fallzeit in Sekunden	
von y nach z	von z nach y
262,8	265,1
263,4	264,8
263,7	264,1
Mittel 263,3	264,7

Gesamtmittel = 264,0 Sekunden.
Fallzeit für Luft bei 10,1°C = 154,0.

Angenäherter Wert von $\frac{\eta_{Ne}}{\eta_{\text{Luft}}} = \frac{264,0}{154,0} = 1,714$.

Korrigiert in Anbetracht der Gleichungskoeffizienten:

$$\text{bei } 10,1^0\,\text{C}\quad \frac{\eta_{Ne}}{\eta_{\text{Luft}}} = 1,721.$$

Hier ist kein Vergleich möglich, weil dieser Wert bis jetzt noch nicht bestimmt worden ist. Es mag darauf aufmerksam gemacht werden, daß Neon bei Zimmertemperatur eine viel größere Viskosität hat als alle andern bis jetzt untersuchten Gase. Vielleicht hängt damit die oben erwähnte merkwürdige Eigenschaft des Neons zusammen.

3. Argon. Auch diese Probe stammt von einem Gase her, das Mr. Cuthbertson bei seinen optischen Messungen benutzte, deren Resultate auf große Reinheit des Gases deuten.

Temperatur 12,3°C.

Fallzeit in Sekunden	
von y nach z	von z nach y
189,1	190,1
188,6	189,6
188,8	189,9
Mittel 188,8	189,9

Gesamtmittel = 189,4 Sekunden.
Fallzeit für Luft bei 12,3°C = 155,1 Sekunden.

Angenäherter Wert für $\frac{\eta_A}{\eta_{\text{Luft}}} = \frac{189,4}{155,1} = 1,221$.

Da die mittlere freie Weglänge für Luft und Argon fast die gleiche ist, kann man die Korrektur wegen der Gleitungskoeffizienten vernachlässigen. Es ist also

$$\text{bei } 12,3^0\,\text{C}\quad \frac{\eta_A}{\eta_{\text{Luft}}} = 1,221.$$

Hier kann wieder der Vergleich angestellt werden mit den von Rayleigh[1]) und Schultze[2]) erhaltenen Werten. Der erstere fand die Zahl 1,21 für obiges Verhältnis, der letztere 1,220 bei 15°C. Was oben im Falle des Heliums über die Temperaturkoeffizienten gesagt wurde, gilt auch hier, und die Übereinstimmung mit dem Schultzeschen Wert ist wieder eine vollkommene.

Krypton und Xenon. Diese Gase waren von Prof. Moore gereinigt worden zum Zwecke einer genauen Dichtebestimmung und sie sind wahrscheinlich die reinsten existierenden Proben.

4. Krypton. Temperatur 10,6°C.

Fallzeit in Sekunden	
von y nach z	von z nach y
210,4	211,1
210,4	210,7
210,0	210,8
Mittel 210,3	210,9

Gesamtmittel = 210,6 Sekunden.
Fallzeit für Luft bei 10,6°C = 154,6 Sekunden.

Angenäherter Wert von $\frac{\eta_{Kr}}{\eta_{\text{Luft}}} = \frac{210,6}{154,6} = 1,362$.

Korrigiert wegen Gleitungskoeffizienten:

$$\text{bei } 10,6^0\,\text{C}\quad \frac{\eta_{Kr}}{\eta_{\text{Luft}}} = 1,361.$$

1) Rayleigh, Roy. Soc. Proc. **59**, 198—208, Januar 1896.
2) Schultze, Ann. d. Phys. (4) **6**, 302, 1901.

1) Rayleigh, Roy. Soc. Proc. **59**, 198—298, Januar 1896.
2) Schultze, Ann. d. Phys. (4) **5**, 140, 1901.

Digitized by Google

5. Xenon. Temperatur 10,9° C.

Fallzeit in Sekunden	
von y nach x	von x nach y
190,9	191,7
190,2	191,4
190,4	191,8
Mittel 190,5	191,6

Gesamtmittel = 191,1 Sekunden.
Fallzeit für Luft bei 10,9° C = 154,7 Sekunden.
Angenäherter Wert von $\frac{\eta x}{\eta_{\text{Luft}}} = \frac{191,1}{154,7} = 1,236$.
Korrigiert wegen der Gleitungskoeffizienten:

$$\text{bei } 10,9^0\,\text{C}\quad \frac{\eta x}{\eta_{\text{Luft}}} = 1,234.$$

Da dies die ersten Viskositätsbestimmungen für Krypton und Xenon sind, kann kein Vergleich gezogen werden.

Diskussion der Ergebnisse.

Im folgenden sind die Werte des Verhältnisses $\frac{\eta}{\eta_{\text{Luft}}}$ für die fünf Gase zusammengestellt:

Gas	$\frac{\eta}{\eta_{\text{Luft}}}$
Helium . . .	1,086
Neon	1,721
Argon	1,221
Krypton . . .	1,361
Xenon	1,234

Die nächste Tabelle gibt die absoluten Werte der Viskosität in C.G.S.-Einheiten mit Zugrundelegung der absoluten Werte für Luft, welche der Autor in seiner früheren Arbeit untersucht hat.

Gas	Temperatur ° C	Viskosität $\times 10^4$
Luft	10,6	1,767
Helium . .	9,8	1,914
Neon . . .	10,1	3,036
Argon . .	12,3	2,168
Krypton .	10,6	2,405
Xenon . .	10,9	2,180

Man bemerkt sofort, daß in dieser Gruppe von Gasen weder ein regelmäßiges Wachsen noch eine regelmäßige Abnahme mit Steigen des Atomgewichtes auftritt. Mit wachsendem Atomgewicht nimmt die Viskosität um allmählich kleiner werdende Beträge abwechselnd zu und ab. Es ist schwer, dafür einen Grund anzugeben. Doch kann die theoretische Gastheorie einige Aufschlüsse erteilen, die auf alle Fälle einen Anhaltspunkt geben. Zweifellos ist bei den einatomigen Gasen die Annahme kugelförmiger Moleküle mehr gerechtfertigt als bei irgendwelchen anderen Stoffen. Außerdem kann man erwarten, daß bei einer Reihe von Gasen, welche in dem periodischen System eine Gruppe für sich ausmachen, eher einfache Beziehungen auftreten werden, als bei Gasen, welche aufs Geratewohl den verschiedenen Gruppen entnommen sind. Es ist bekannt, daß aus der Viskosität die mittlere freie Weglänge für ein Gas berechnet werden kann, und aus dieser schätzungsweise Radius und Volumen der Moleküle. Im folgenden sind keine absoluten Werte gegeben, aber die mittlere freie Weglänge und die molekularen Dimensionen der verschiedenen Gase sind mit den entsprechenden Größen für Helium verglichen worden. Wenn λ_1 und λ_2 die mittleren freien Weglängen für zwei Gase bei gleichem Druck und Temperatur sind, so ist, wie schon früher angegeben,

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\eta_1}{\eta_2}\sqrt{\frac{\varrho_2}{\varrho_1}}. \qquad (6)$$

ϱ_1 und ϱ_2 sind dabei die Dichten der Gase unter gleichen Verhältnissen. Es wurde ferner gezeigt, daß zwischen λ und dem Molekülradius s vermutlich die folgende Beziehung besteht:

$$\lambda^{-1} = \sqrt{2}\, N \pi s^2, \qquad (7)$$

wobei N die Anzahl der Moleküle pro Volumeinheit bedeutet.

Für zwei Gase unter denselben Verhältnissen hat N denselben Wert, daher

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{{s_2}^2}{{s_1}^2}. \qquad (8)$$

Das heißt: die freien Weglängen hängen nur von den Dimensionen der Moleküle ab. Andrerseits hängt die Viskosität auch von der Masse der Moleküle ab, wie aus der Kombination von Gleichung (6) und (8) hervorgeht. Die letztere Gleichung ermöglicht einen Vergleich der Molekülradien und Volumina, denn es ist

$$\frac{s_2}{s_1} = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \quad \text{und} \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{{s_2}^3}{{s_1}^3} = \sqrt{\frac{{\lambda_1}^3}{{\lambda_2}^3}};$$

zur Berechnung von $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ wird Gleichung (6) verwendet.

In der folgenden Tabelle sind alle Größen auf Helium bezogen; es ist das Atomgewicht von Helium gleich 1 gesetzt und die Werte für die andern Gase sind danach umgerechnet. Die letzte Spalte zeigt das Verhältnis Atomgewicht zu Atomvolumen, was ein Maß gibt für die Atomdichte bei Vernachlässigung der Atomzwischenräume.

In Fig. 3 und 4 sind die Beziehungen zwischen Viskosität und Atomgewicht und zwischen mittlerer freier Weglänge und Atomgewicht graphisch dargestellt. Es ist auffallend, daß die mittlere freie Weglänge mit steigendem Atomgewicht stetig abnimmt, während die Viskosität abwechselnd größer

Digitized by Google

Gas	Relatives Atomgewicht	Viskosität	Mittlere freie Weglänge	Molekülradius[1]	Molekülvolumen	Atomdichte
He	1,00	1,000	1,000	1,00	1,00	1,00
Ne	5,06	1,585	0,704	1,19	1,69	2,99
A	10,08	1,124	0,354	1,68	4,74	2,12
Kr	20,96	1,253	0,274	1,91	6,98	3,00
X	33,01	1,136	0,198	2,25	11,37	2,90

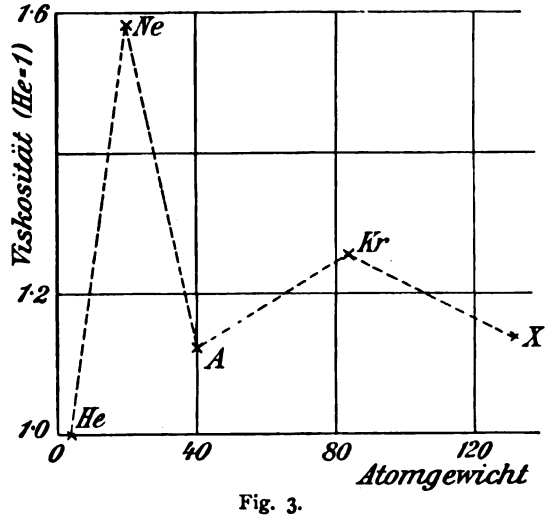


Fig. 3.

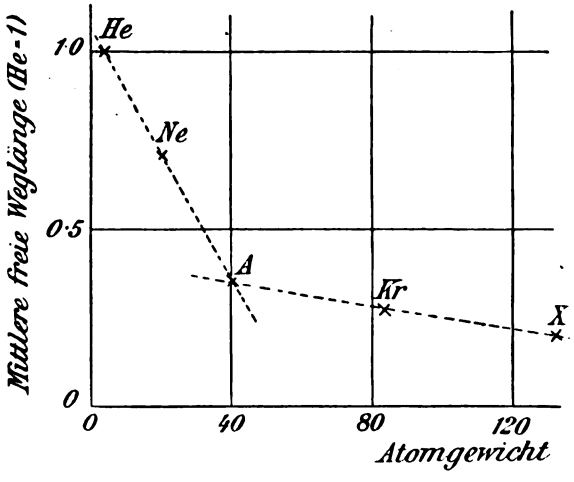


Fig. 4.

und kleiner wird. Ein weiterer noch bemerkenswerterer Punkt ist der, daß eine Gerade, die durch die Punkte *He* und *Ne* gezogen wird, die Gerade durch *Kr* und *X* fast genau im Punkte *A* schneidet, wie dies im Diagramm durch die gestrichelten Linien hervorgehoben ist. Der Autor hat hierfür keine Erklärung, doch ist es unverkennbar, daß eine einzelne einfache Kurve durch alle fünf Punkte nicht gezogen werden kann. Das wäre nur möglich mit Übergehung von Argon, wofür aber kein ausreichender Grund vorliegt.

Es ist vielleicht nicht zu verwundern, daß zwischen der mittleren freien Weglänge und dem Atomgewicht keine einfache Beziehung zu finden ist, denn vermutlich hängt die erstere nicht von der Masse des Atoms ab, sondern von seinen Dimensionen. Doch kann man, wie oben angegeben, die Atomdimensionen berechnen und den Einfluß des Atomgewichtes daraufhin untersuchen. Aus der obigen Tabelle sieht man, daß beides, Molekülradius und Molekülvolumen, mit steigendem Atomgewicht zunimmt, doch eine einfache Beziehung zwischen allen fünf Gasen konnte nicht entdeckt werden. Am besten sieht man das aus der letzten Spalte, die die wahre Atomdichte angibt. Immerhin ist es bemerkenswert, daß die Atomdichten von Neon, Krypton und Xenon praktisch gleich sind, d. h. es kann angenommen werden, daß die Atome dieser drei Gase aus demselben Urmaterial bestehen, und daß die Verschiedenheit ihrer Masse nur von der Verschiedenheit ihrer Volumina herrührt. Es ist ferner zu bemerken, daß von den drei erwähnten Atomen jedes fast genau dreimal so dicht ist wie das Heliumatom. Bei Argon ist die Atomdichte nicht genau ein Vielfaches; sie ist nicht weit von 2, aber der Unterschied ist doch viel zu groß, als daß er durch Beobachtungsfehler erklärt werden könnte.

Die obigen Ausführungen sind mit allem Vorbehalt wiedergegeben. Ihr Wert hängt vollkommen von der Gültigkeit der vereinfachten Form der kinetischen Gastheorie ab, wie sie auf diese Gase angewendet wurde. Höchstwahrscheinlich gibt letztere nur eine Annäherung an die wahren Verhältnisse, und mehr als eine Annäherung kann daher auch von den daraus gezogenen Schlüssen nicht erwartet werden.

Zum Schlusse möchte ich Sir William Ramsay meinen Dank aussprechen für die gütige Überlassung der Gasproben, Mr. Cuthbertson für seine guten Ratschläge in bezug auf ihre Behandlung und Prof. Trouton für das dauernde Interesse, das er diesen Versuchen entgegengebracht hat.

(Aus dem Englischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen 13. April 1910.)

1) Die Zahlen dieser Spalte sind auf Helium bezogen. Um die absoluten Werte der Radien zu erhalten, muß jede Zahl mit dem Faktor $1{,}68 \times 10^{-8}$ cm multipliziert werden. Doch gibt dies nur die Größenordnung, da der unsichere Wert der Molekülzahl pro ccm darin enthalten ist; dieser Wert wurde angenommen zu $2{,}8 \times 10^{19}$.

Digitized by Google

Die Verschiebung der Interferenzstreifen, aufgefaßt als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts.

Von K. Abels.

Die Lichtschwebungen und der Dopplereffekt für irdische Lichtquellen wurden schon seit langer Zeit theoretisch vorausgesagt, aber erst Righi, bzw. Belopolski, ist es gelungen, diese Erscheinungen experimentell nachzuweisen.

Indes gibt es eine Reihe von sehr lange und sehr gut bekannten Erscheinungen, die zugleich auf das Dopplersche Prinzip und die Lichtschwebungen zurückzuführen sind und dennoch meines Wissens noch nie als eine Folge derselben betrachtet worden sind.

Es sind dies die Verschiebungen der Interferenzstreifen, wie sie in den zahlreichen Lichtinterferenzanordnungen (Fresnels Spiegeln, Billetschen Halblinsen, Newtons Ringen usw.) durch die Bewegung eines Apparatenteiles (eines Spiegels, einer Halblinse usw.) hervorgerufen werden können.

Betrachten wir z. B. die Newtonschen Ringe im reflektierten Licht, d. h. eine Linse über eine Planplatte von oben von einer Lichtquelle (mit der Wellenlänge λ) beleuchtet. Es werde das obere Glas mit der Geschwindigkeit u von dem unteren gehoben. Die Lichtstärke in einem fixierten Punkte der Interferenzbildebene ändert sich periodisch, und zwar bekommt sie gleiche Werte, jedesmal, wenn die Linse um $\frac{\lambda}{2}$ gehoben wird: es entstehen daher in der Sekunde

$$n = \frac{u}{\vartheta/2} \qquad (1)$$

Änderungen der Lichtstärke.

Das obere Glas nähert sich der Lichtquelle mit der Geschwindigkeit u; das von ihm reflektierte Licht erfährt nach dem Dopplerschen Prinzip eine Änderung der Wellenlänge (als käme es von einer mit der Geschwindigkeit $2u$ bewegten Lichtquelle). Und zwar ist die neue Wellenlänge

$$\lambda' = \lambda \frac{c}{c + 2u}$$

(c ist die Lichtgeschwindigkeit). Die neue Schwingungszahl

$$N' = \frac{c}{\lambda'} = \frac{c(c+2u)}{c\lambda} = N + \frac{2u}{\lambda}$$

$\left(N = \frac{c}{\lambda}\right)$.

Durch die Interferenz der beiden Strahlen müssen Schwebungen entstehen, deren Zahl gleich ist

$$n = N' - N = \frac{2u}{\lambda},$$

also genau wie in (1).

Die Schwankungen der Lichtstärke und die Verschiebung der Interferenzstreifen sind also nichts anderes als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts.

Physikalisches Laboratorium des Donschen polytechnischen Instituts. Nowotscherkassk, Süd-Rußland.

(Eingegangen 1. April 1910.)

Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungskreise (wie der Frequenz, Dämpfung usw.) mittels Nullmethoden.

Von L. Kann.

In der Praxis der drahtlosen Telegraphie erfolgt die Bestimmung der Wellenlänge, der Dämpfung und der übrigen Größen der elektrischen Schwingungskreise auf Grund der Theorie induktiv gekoppelter Kreise, wie sie unter bestimmten vereinfachenden Voraussetzungen von V. Bjerknes[1]) entwickelt worden ist.

Doch erst viel spätere Arbeiten, allen voran die M. Wiens[2]), legten die genauen Grenzen des Geltungsbereiches der Bjerknesschen Resultate fest und stellten die exakten Formeln für ein weit größeres Anwendungsgebiet auf.

Bei allen diesen Untersuchungen handelt es sich um die Auflösung der Differentialgleichungen der gekoppelten Schwingungskreise nach den Potentialen derselben — was im wesentlichen auf die Lösung einer Gleichung vierten Grades hinausläuft — und die Bestimmung der Konstanten der Kreise aus den entsprechenden Effekten.

Hingegen blieb die Anregung von R. Domalip und F. Koláček, diese Effekte ohne Lösung der biquadratischen Gleichung zu berechnen, lange unberücksichtigt, bis sie — wohl schon früher von der Braunschen Schule (Dieckmann, Papalexi und Mandelstam) aufgenommen — erst in der Arbeit B. Macků[3]) zur vollen Geltung kam, in der ausführlich alle für die Messung der Konstanten irgendwie in Betracht kommenden Effekte auf diese Weise berechnet und ihre Geltungsgrenzen und Fehler angegeben werden.

---

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 121, 1895.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908.
3) B. Macků, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **2**, 251, 1908.

Digitized by Google

Was nun vor allem die Messung der Wellenlänge des zu untersuchenden Schwingungskreises anbelangt, so kommt von diesen Ausdrücken für eine Nullmethode nur der der ponderomotorischen Wirkung der gekoppelten Kreise aufeinander proportionale: $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ in Frage; während nach der Bjerknesschen Resonanzmethode die Bestimmung aus dem Maximum des Stromeffekts im induzierten Kreise, also aus dem Maximum des Ausdrucks: $\int_0^\infty i_2^2 dt$ erfolgt.

Die Theorie ergibt nämlich, daß für zwei miteinander gekoppelte elektrische Schwingungskreise, deren jeweilige Stromstärken mit i_1 bzw. i_2 bezeichnet seien, $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ Null wird, wenn die beiden Kreise in Resonanz sind, in welchem Falle die Phasenverschiebung zwischen den beiden Strömen 90° beträgt. — Ein Maximum erreicht der Integralwert bei einer bestimmten Verstimmung, die unter gewissen Voraussetzungen in einfacher Weise von der Summe der Dämpfungen der gekoppelten Kreise abhängt; doch ist dies für den vorliegenden Zweck nicht weiter von Belang.

Die Größe dieses Integrals könnte direkt mittels eines nach Art der Dynamometer gebauten Instrumentes gemessen werden (wie auch von anderer Seite bereits vorgeschlagen wurde); sie läßt sich aber auch einfach durch eine Differenzmethode bestimmen, die allein die Anwendung eines sozusagen mechanisch-zwangläufigen Apparates ermöglicht und überdies auch noch die Dämpfung nach einer Nullmethode zu messen gestattet.

Die großen Vorteile solcher Nullmethoden, wie große Empfindlichkeit, Unabhängigkeit von Energieschwankungen usw., brauchen wohl nicht erst ausführlich angeführt zu werden.

Das Prinzip der Wellenlängenmessung nach dieser Methode läßt sich wohl am besten direkt an einer typischen Ausführungsform eines derartigen Apparates erläutern, die in Fig. 1 schematisch dargestellt ist.

Der Apparat besteht im wesentlichen aus zwei gleich großen durch eine Kapillare k verbundenen Kugeln K_1 und K_2. In jeder dieser Kugeln befinden sich je zwei tunlichst genau abgeglichene Hitzdrähte h_1 und h'_1, h_2 und h'_2.

Eine Druckverschiedenheit der Gasfüllungen der beiden Kugeln wird durch den kurzen Alkoholindex a angezeigt. Zwischen die Schenkel der Kapillare (oder zwischen die Kugeln) ist noch zwecks Druckausgleichs ein durch den Hahn H absperrbares Verbindungsrohr eingesetzt.

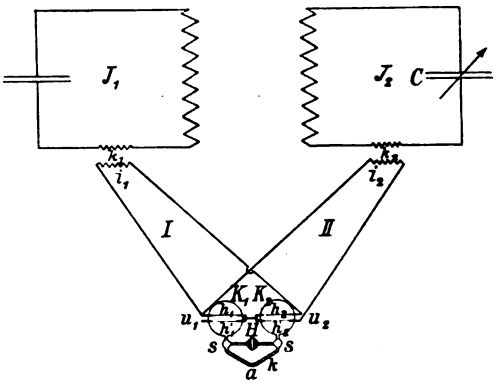


Fig. 1.

[Die Säckchen s haben die Aufgabe, bei zu starken Ausschlägen den Alkoholfaden aufzunehmen und so ein Verspritzen desselben zu verhüten.

Der Apparat kann noch empfindlicher gemacht werden durch Evakuieren desselben bis zu einem gewissen Grade, weil dadurch die zu erwärmende Gasmenge verringert wird, während die übrigen Verhältnisse dieselben bleiben. Zu diesem Zwecke erhält der Hahn H die in Fig. 2

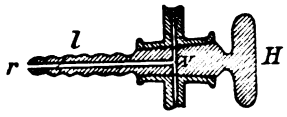


Fig. 2.

im Schnitt dargestellte Form: Der Hahnkegel ist noch mit einer senkrecht in den querlaufenden Verbindungsgang v einmündenden Längsbohrung l versehen, die in den röhrenförmigen Ansatz r ausläuft, über den der zur Luftpumpe führende Gummischlauch geschoben wird.

Die größte Empfindlichkeit ergibt sich für eine bestimmte Dimensionierung und Anordnung aller Teile des Apparates: So sollen die Hitzdrähte möglichst tief in den Kugeln zu liegen kommen. Die Kugelform ist für die Gefäße die günstigste, weil sie bei einem gegebenen Volumen die kleinste strahlende Oberfläche hat. Die Ausstrahlung kann noch weiter verkleinert werden, wenn die Kugeln doppelwandig gemacht und innen versilbert werden nach Art der Dewarschen Flaschen.

Auch sollte eigentlich noch darauf Rücksicht genommen werden, daß — wie sich weiter unten ergibt — die gleiche Wärmemenge auf der einen Seite in einem, auf der anderen aber in zwei Hitzdrähten zur Entwicklung kommt und somit die Temperaturerhöhung und die strahlende Oberfläche der Drähte nicht die gleiche ist. Dem letzteren Umstande z. B. ließe sich

Digitized by Google

dadurch Rechnung tragen, daß der eine Draht bei gleichbleibendem Widerstand entsprechend länger und stärker gewählt würde. Es zeigt sich aber, daß sich diese Maßnahmen wohl immer erübrigen, da die erwähnten Faktoren sich offenbar geradezu kompensieren. Davon überzeugt man sich leicht etwa durch Beschicken mit Gleichstrom, indem man durch jeden der zwei nebeneinander zur Wirkung kommenden Hitzdrähte den Strom i (durch beide parallel geschaltet also den Strom $2i$) schickt, durch den einzelnen Draht aber den Strom $\sqrt{2}i$; wobei der Index keinen Ausschlag zeigen darf. Aus diesen Gründen ist auch eine tunlichst symmetrische Anordnung der Drähte, Zuleitungen etc. getroffen. U. dgl. m.]

I und II sind aperiodische Kreise, die so angeordnet sind, daß sie sich gegenseitig möglichst wenig beeinflussen. Ihre Wechselstromwiderstände sind sehr groß im Vergleich mit ihrem Ohmschen Widerstand und somit auch mit dem der Hitzdrähte.

In I wird vom zu untersuchenden Schwingungskreise J_1 der Strom i_1, in II von dem mit J_1 entsprechend gekoppelten Meßkreise J_2 der Strom i_2 induziert[1]).

Wie aus der Schaltung in der Fig. 1 ersichtlich, fließt durch h_2 der Strom i_1, durch h'_2 der Strom i_2 und durch h_1 der Strom $(i_1 + i_2)$; h'_1 führt in diesem Falle keinen Strom.

Sind die Hitzdrähte nun gut abgeglichen, so ist die der Gasmasse in K_2 zugeführte Wärmemenge in jedem Momente $pp \cdot (i_1^2 + i_2^2)$, die in K_1 $pp \cdot (i_1 + i_2)^2$; die Differenz dieser Wärmemengen und die ihr entsprechende Druckdifferenz zwischen den beiden Kugeln demnach $pp \cdot [(i_1 + i_2)^2 - (i_1^2 + i_2^2)]$, also $pp \cdot i_1 i_2$. Und dieser Größe entspricht auch der Ausschlag des Index a.

Wird nun der variable Kondensator C (Drehkondensator) des Meßkreises so eingestellt, daß der Ausschlag Null wird, so gibt nunmehr die bekannte Wellenlänge des Meßkreises die des zu untersuchenden Stromkreises J_1.

(Die Summe der Dämpfungen beider Kreise ergäbe sich — wie schon eingangs erwähnt — unter gewissen Voraussetzungen in einfacher Beziehung aus der Verstimmung des Meßkreises gegen die Resonanzlage, für welche der Ausschlag sein Maximum hat.)

In der gleichen Schaltung erfolgt die Bestimmung der anderen Größen elektrischer Schwingungskreise, wie Selbstinduktion und Kapazität, und zwar mit außerordentlich großer Genauigkeit — eine Folge der ganz besonders raschen Änderung der Größe des Ausdrucks $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ bei kleinen Verstimmungen aus der Resonanzlage[1]) im Zusammenwirken mit den oben erwähnten Vorteilen der Nullmethode.

Die zu messende Selbstinduktion z. B. bildet mit einer bekannten Kapazität den Schwingungskreis J_1. Der mit diesem gekoppelte Meßkreis J_2 (Wellenmesser) wird nun (in der Regel) durch Veränderung seiner Kapazität so eingestellt, daß der Ausschlag des Index a Null wird; d. h. die beiden Kreise werden in Resonanz gebracht. Aus der Wellenlänge des Wellenmesserkreises ergibt sich dann ohne weiteres die Größe der zu messenden Selbstinduktion. In ähnlicher Weise werden Kapazitäten bestimmt.

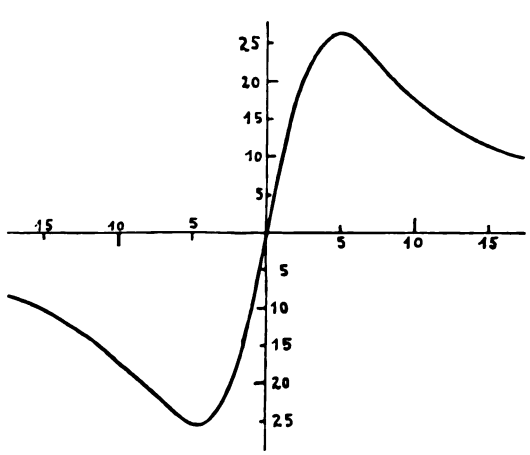
Um auch die Messung der Dämpfung mittels Nullmethode durchzuführen, wird — nachdem die beiden Kreise in Resonanz gebracht

1) Hierbei sind die Kopplungen k_1, k_2 naturgemäß so lose zu wählen, wie es die Rücksicht auf einen günstigen Ausschlag des Index zuläßt. Die Größe der Kopplung selbst kommt dabei nicht weiter in Betracht, da sie nur auf den absoluten Wert der Ausschläge von Einfluß ist, nicht aber auf den relativen, auf den allein es hier ankommt.

Bei einer Veränderung dieser Kopplungen dürfen sich also die Kondensatorstellungen C nicht ändern, für welche der Ausschlag des Index seinen Nullwert oder seine Extremwerte erreicht, solange die Kopplung unterhalb der Größe bleibt, bei der sie schon die Konstanten der Schwingungskreise beeinflußt.

Daher wird der Wellenmesserkreis J_2 am besten schon in fixer Kopplung mit dem aperiodischen Kreise II geeicht.

1) Dies zeigt deutlich die nachstehende Kurve, in der als Abszissen die Werte des Ausdrucks: $100 \frac{C - C_r}{C_r}$ für die verschiedenen Kondensatorstellungen (C), also die Verstimmungen des Meßkreises durch Veränderung der Kapazität in Prozenten des Resonanzwertes, und als Ordinaten die zugehörigen Ausschläge des Instrumentes aufgetragen sind.



Sie wurde aufgenommen bei einer Anordnung von ungefähr folgenden Dimensionen: Wellenlänge = 800 m, Resonanz-Kapazität des Meßkreises C = 2600 cm, Summe der logarithmischen Dekremente beider Schwingungskreise = 0,130.

Digitized by Google

worden sind — durch einfaches Umlegen eines doppelpoligen Schalters der Apparat entsprechend Fig. 3 geschaltet.

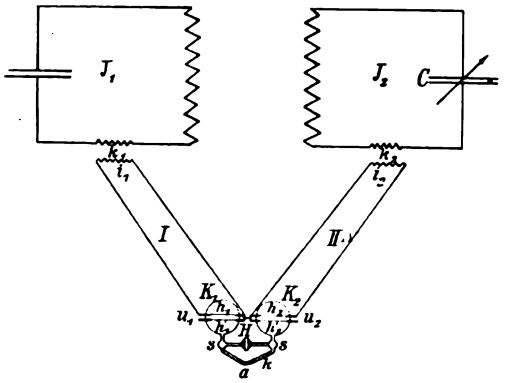


Fig. 3.

Jetzt fließt i_1 nur durch h_1 und i_2 nur durch h_2; h_1' und h_2' führen keinen Strom. Die natürlich sehr losen Kopplungen k_1 und k_2 werden so reguliert, daß der Index keinen Ausschlag zeigt, also die Stromeffekte auf beiden Seiten gleich sind[1]).

Es soll nun die Dämpfung bestimmt werden aus der Halbierung des Stromeffektes i_2 durch Verstimmung des Meßkreises J_2.

Zu diesem Zweck wird vorerst der Stromeffekt i_1 in K_1 auf den halben Wert gebracht, indem die Unterbrechungsstelle u_1 durch einen Stöpsel oder Schalter kurz geschlossen wird. Dadurch verteilt sich nämlich i_1 auf h_1 und h_1'; und die in K_1 entwickelte Wärmemenge sinkt auf die Hälfte, denn sie ist nunmehr $pp \cdot \left[\left(\frac{i_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{i_1}{2}\right)^2\right]$, also $pp \cdot \frac{i_1^2}{2}$.

Wird jetzt der Meßkreis J_2 durch Verstellung des Kondensators aus der Resonanzlage nach beiden Richtungen so weit verstimmt, bis der Index in der Null-Lage steht, so ergibt sich die Summe der Dämpfungen (logarithmischen Dekremente) des Meßkreises (Λ_1) und des zu untersuchenden Schwingungskreises (Λ_2) einfach aus diesen beiden Kondensatorstellungen (C_1 und C_2) und aus der Resonanzstellung (C_r) nach der bekannten Formel:

$$\Lambda_1 + \Lambda_2 = 1 \cdot 57 \frac{C_1 - C_2}{C_r}.$$

1) Diese Schaltung kann auch zu einer gewissen Kontrolle dienen für die richtige Abgleichung der Hitzdrähte und die hiervon abhängige Wellenlängenmessung in der ersten Schaltung. Wird nämlich jetzt C aus der Resonanzlage, wie wir angenommen haben, nach beiden Richtungen verstellt, so darf der Index a aus der Null-Lage nur nach einer Seite, und zwar im gezeichneten Falle nach rechts, ausschlagen, weil ja in beiden Fällen der Stromeffekt i_2 durch Verstimmung verringert wird, wenn wirklich C ursprünglich in Resonanzstellung war.

Hieraus ergibt sich meist sofort Λ_1, die Dämpfung des zu untersuchenden Kreises; da Λ_2, die Dämpfung des Meßkreises, wohl in der Regel bekannt ist. Ist dies nicht der Fall, so wird Λ_2 — bei genügend größerem Λ_1 — leicht bestimmt, indem C in der Resonanzlage belassen und die Halbierung des Stromeffektes i_2 dadurch bewirkt wird, daß man in J_2 so viel induktionsfreien Widerstand (w_0) einschaltet, bis der Index a auf Null zu stehen kommt. Dann ist meist genügend genau $\Lambda_2 = \frac{w_0 C}{150 \lambda}$; wo w_0 den Halbierungswiderstand (in Ohm), C die Kapazität (in Zentimetern) und λ die Wellenlänge (in Metern) des Meßkreises J_2 bedeutet.

In gleicher Weise geschieht die Messung der Dämpfung von Isoliermaterialien für Spulen, Kondensatoren u. dgl., indem dieselben in entsprechender Form in den Kreis J_2 eingebracht werden. J_1 ist dann am besten ein reiner Stoßkreis.

(Natürlich kann auch durch Veränderung der Konstanten des Kreises I, wie Einschalten von Widerstand, Nebenschluß oder dgl., die Erwärmung in K_1 auf einen bestimmten anderen Bruchteil des ursprünglichen gebracht werden. Dieser gibt dann — bei Null-Lage des Index — das Maß für den gleichen Effekt, der in II durch eine entsprechende Verstimmung des Meßkreises J_2 erzielt wird. Auch könnten auf diese Weise beliebig viele Punkte der Resonanzkurve festgelegt werden.)

Selbstverständlich kann die Erwärmung der Hitzdrähte — statt durch die Differenz der Temperaturerhöhung der Gasmassen in K_1 und K_2 den Flüssigkeitsindex zu betätigen — auch

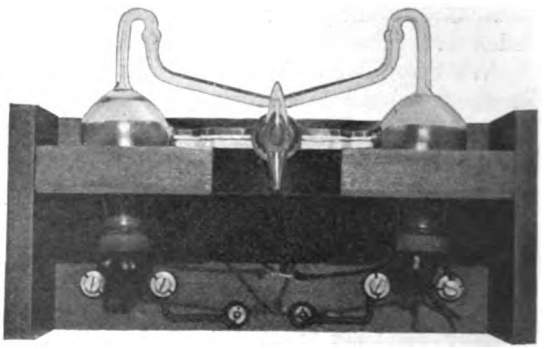


Fig. 4 (ca. 1/3 natürl. Größe).

durch ihre Verlängerung (wie bei Hitzdrahtinstrumenten) in Differentialschaltung an einem Zeiger zur Wirkung kommen; und ähnliches mehr.

Die Photographien (Fig. 4 und Fig. 5 und 6) zeigen zwei Ausführungsformen des beschriebenen

Digitized by Google

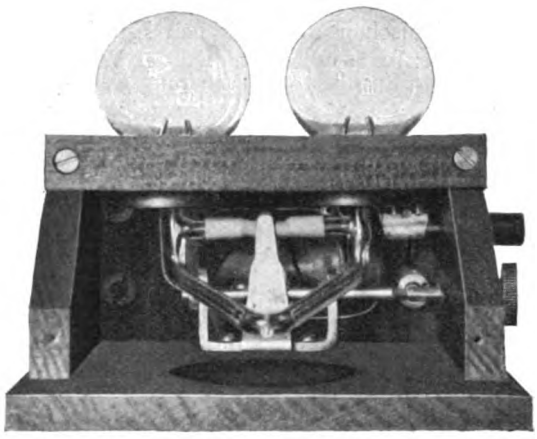


Fig. 5 (ca. 1/2 natürl. Größe).

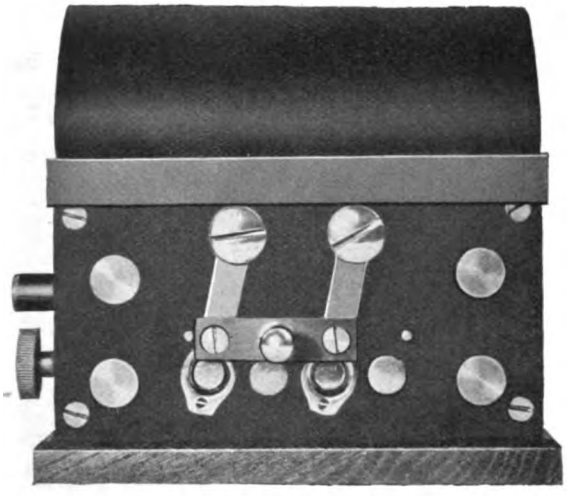


Fig. 6 (ca. 1/2 natürl. Größe).

Instrumentes. Die in Fig. 5 und 6 dargestellte ist bis auf die Kapillare vollständig eingeschlossen. Fig. 5 zeigt sie von vorne ohne Schutzkappe, Fig. 6 von rückwärts mit dem doppelpoligen Umschalter und aufgesetzter Kappe. Sie hat an Stelle des Ausgleichsrohres mit Hahn ein kurzes Stück Gummischlauch, das durch eine quetschhahnähnliche Vorrichtung bedient wird, die von außen zu betätigen ist. Oberhalb des zu diesem Zwecke dienenden Schlüssels mit randriertem Kopfe ragt der Kurzschlußstöpsel für die Unterbrechungsstelle u_1 aus dem Kästchen heraus. Um den Index projizieren zu können, ist der Boden mit einem kreisförmigen Ausschnitt versehen.

Der Apparat ist auch in manch anderer Beziehung ein für verschiedene Demonstrationen und Messungen aus dem Gebiet der Elektrizität und Wärme recht gut brauchbares einfaches Universalinstrument.

Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin.

(Eingegangen 24. Februar 1910.)

Die Erzeugung von Gleichstrom durch eine sinusförmige elektromotorische Kraft in einem Kreis mit veränderlichem Widerstand.

Von Karl Lichtenecker.

In seiner Arbeit: „Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte“[1]) weist J. v. Geitler darauf hin, daß bei variablem Widerstand eine reinperiodische E.M.K. im allgemeinen eine Gleichstromkomponente hervorruft. Das gleiche sagt indirekt ein allgemeiner Satz aus, den H. Barkhausen seiner Abhandlung „Das Problem der Schwingungserzeugung“[2]) voranstellt: „Eine reine Wechselspannung, für die $\int_0^T e\,dt = 0$ gilt, kann nur einen reinen Wechselstrom hervorrufen, immer konstante Wechselwiderstände vorausgesetzt“.

Die Größe dieser Gleichstromkomponente zu ermitteln, ist meines Wissens noch nicht versucht worden. Rubens[3]), der den veränderlichen Ohmschen Widerstand des Mikrophonkontaktes zu einer teilweisen Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom verwendet, beschränkt sich bezüglich der theoretischen Seite der Frage auf die Bemerkung: „Man beobachtet am Galvanometer einen konstanten Ausschlag. Daß dieser im günstigsten Falle der halben mittleren Stromintensität (des Wechselstroms) entsprechen kann, bedarf keiner Erörterung“.

Der Verfasser stellte sich die Aufgabe, die Größe der Gleichstromkomponente für sinusförmige E.M.K. wirklich zu berechnen und damit das Problem der experimentellen Nachprüfung zugänglich zu machen. Entsprechend der Möglichkeit, eine beliebige reinperiodische E.M.K. als Übereinanderlagerung sinusförmiger E.M.K. aufzufassen, sind die Ergebnisse dieser Untersuchung auch auf den allgemeinen Fall anwendbar. Die bisher beobachteten, hierher gehörigen Erscheinungen lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen: Änderung des Widerstandes

1) Verhandl. d. D. Phys. Ges. **11**, 443, 1909.
2) Leipzig, Verl. S. Hirzel, 1907.
3) Wied. Ann. **37**, 522, 1889.

Digitized by Google

1. durch mechanische Einwirkung (z. B. an einem Mikrophonkontakt[1])),
2. bei der selbständigen Entladung (Lichtbogen[2]), Funke[3])),
3. beim Stromdurchgang durch Elektrolyte (Aluminiumzelle[4])).

Eine E.M.K.

$$E = E_0 \sin \alpha t$$

sei einem Kreise aufgeprägt, dessen Ohmscher Widerstand im gleichen Takte mit der elektromotorischen Kraft schwankt nach der Gleichung:

$$w = w_0 (1 + \vartheta \sin \alpha t).$$

Eine Widerstandsänderung dieser Form findet nach Barkhausen[5]) z. B. statt, wenn ein Mikrophon periodischen mechanischen Einwirkungen (Schallwellen) ausgesetzt ist. Da der Widerstand wesentlich positiv ist, gilt jedenfalls $\vartheta < 1$. Die dabei auftretende Änderung der Selbstinduktion L des Kreises sei zu vernachlässigen.

Der im Kreise entstehende Strom i ist gegeben durch

$$E = iw + L\frac{di}{dt}.$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung hat die Form:

$$i = \text{const}\; e^{-\frac{w_0}{L\alpha}\int (1+\vartheta \sin \alpha t)\, d\alpha t} + \frac{E_0}{L\alpha} e^{-\frac{w_0}{L\alpha}\int (1+\vartheta \sin \alpha t)\, d\alpha t} \int e^{\frac{w_0}{L\alpha}\int (1+\vartheta \sin \alpha t)\, d\alpha t} \sin \alpha t\, d\alpha t$$

oder, wenn $\alpha t = x$ und $\frac{w_0}{L\alpha} = k$ gesetzt wird,

$$i = \text{const}\; e^{-k\int (1+\vartheta \sin x)\, dx} + \frac{E_0}{L\alpha} e^{-k\int (1+\vartheta \sin x)\, dx} \int e^{k\int (1+\vartheta \sin x)\, dx} \sin x\, dx.$$

Sieht man von dem ersten, mit der Zeit abklingenden Gliede ab, das für diese Betrachtung ohne Bedeutung ist, so erhält man:

$$i = \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx + k\vartheta \cos x} \int e^{kx - k\vartheta \cos x} \sin x\, dx$$

oder, wenn man vor und unter dem Integral $e^{\pm k\vartheta \cos x}$ in eine Reihe entwickelt

$$i = \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx}\left[1 + \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x + \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x + \cdots\right] \int e^{kx}\left[1 - \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x - \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x + \cdots\right] \sin x\, dx.$$

Wenn man die rückläufige Beziehung beachtet

$$\int e^{kx} \cos^m x \sin x\, dx =$$

$$= \frac{e^{kx}}{k^2 + (m+1)^2}\left[-(m+1)\cos^{m+1} x + k \cos^m x \sin x + m \cos^{m-1} x\right] + \frac{m(m-1)}{k^2 + (m+1)^2} \int e^{kx} \cos^{m-2} x \sin x\, dx,$$

so lauten die Glieder der integrierten Reihe

$$\int e^{kx} \sin x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2+1}\left[-\cos x + k \sin x\right]$$

$$-\frac{k\vartheta}{1!}\int e^{kx} \cos x \sin x\, dx = -\frac{k\vartheta}{1!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+4}\left[-2\cos^2 x + k \cos x \sin x + 1\right]$$

$$+\frac{k^2\vartheta^2}{2!}\int e^{kx} \cos^2 x \sin x\, dx = +\frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+9}\left[-3\cos^3 x + k\cos^2 x \sin x + 2\cos x + \frac{2}{k^2+1}(-\cos x + k \sin x)\right]$$

$$-\frac{k^3\vartheta^3}{3!}\int e^{kx} \cos^3 x \sin x\, dx = -\frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+16}\left[-4\cos^4 x + k\cos^3 x \sin x + 3\cos^2 x + \frac{6}{k^2+4}(-2\cos^2 x + k\cos x \sin x + 1)\right]$$

usw.

Wenn man die beiden Reihen miteinander multipliziert, nach Potenzen von $k\vartheta$ ordnet und e^{-kx} gegen e^{+kx} kürzt, erhält man

$$i = \frac{E_0}{L\alpha}\left[a_0 + k\vartheta a_1 + k^2\vartheta^2 a_2 + k^3\vartheta^3 a_3 + \cdots\right],$$

wobei

1) Rubens, Wied. Ann. **37**, 522, 1889; v. Ubisch, Ber. d. D. Phys. Ges. **9**, 61, 1907. — 2) Sahulka, E.T.Z. **29**, 949, 1036, 1908; Cooper Hewitt, E.T.Z. **28**, 543, 733, 1907. — 3) v. Geitler, Ber. d. D. Phys. Ges. **11**, 443, 1909. — 4) L. Graetz, Wied. Ann. **62**, 323, 1897; Pollak, C. R. **124**, 1443, 1897. — 5) A. a. O. S. 17.

Digitized by Google

$$a_0 = \frac{1}{k^2+1}\cdot\left[-\cos x + k\sin x\right]$$

$$a_1 = -\frac{1}{k^2+4}\left[-2\cos^2 x + k\sin x\cos x + 1\right] + \frac{1}{k^2+1}\left[-\cos^2 x + k\cos x\sin x\right]$$

$$a_2 = +\frac{1}{2(k^2+9)}\left[-3\cos^3 x + k\cos^2 x\sin x + 2\cos x + \frac{2}{k^2+1}(-\cos x + k\sin x)\right] - \frac{1}{k^2+4}\left[-2\cos^3 x + k\cos^2 x\sin x + \cos x\right] + \frac{1}{2(k^2+1)}\left[-\cos^3 x + k\cos^2 x\sin x\right]$$

$$a_3 = -\frac{1}{6(k^2+16)}\left[-4\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x + 3\cos^2 x + \frac{6}{k^2+4}(-2\cos^2 x + k\cos x\sin x + 1)\right] + \frac{1}{2(k^2+9)}\left[-3\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x + 2\cos^2 x + \frac{2}{k^2+1}(-\cos^2 x + k\cos x\sin x)\right] - \frac{1}{2(k^2+4)}\left[-2\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x + \cos^2 x\right] + \frac{1}{6(k^2+1)}\left[-\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x\right]$$

Die Koeffizienten der Gleichstromkomponente J sind gegeben durch

$$A_n = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} a_n\,dx;$$

man erhält

$$A_0 = 0$$

$$A_1 = -\frac{1}{2(k^2+1)}$$

$$A_2 = 0$$

$$A_3 = -\frac{3}{8(k^2+1)(k^2+4)}$$

$$A_4 = 0$$

$$A_5 = -\frac{5}{16(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)}$$

Die Gleichstromkomponente ist daher

$$J = -\frac{E_0}{La}\left[\frac{k\vartheta}{2(k^2+1)} + \frac{3k^3\vartheta^3}{8(k^2+1)(k^2+4)} + \frac{5k^5\vartheta^5}{16(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)} + \cdots\right]$$

oder, wenn man wieder $k = \frac{w_0}{La}$ einsetzt:

$$J = -\frac{E_0}{w_0}\left[\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{8\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{5\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots\right] \quad (1)$$

Der Gleichstrom J ist in diesem Falle negativ, was sich schon daraus ergibt, daß, solange die E.M.K. positiv ist, der Widerstand größer ist als sein Mittelwert und umgekehrt. Für $\vartheta = 0$, also für konstanten Widerstand erhält man $J = 0$; d. h. bei konstantem Widerstand tritt eine Gleichstromkomponente nicht auf.

Für einen besonderen Fall läßt sich das Ergebnis auf einfache Weise verifizieren. Ist $L = 0$, der Leiter also selbstinduktionsfrei, so hat man

$$E = iw$$

$$E_0\sin at = iw_0(1+\vartheta\sin at)$$

$$i = \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{\sin at}{1+\vartheta\sin at}.$$

Die Gleichstromkomponente wird in diesem Falle

$$J = \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{\sin x}{1+\vartheta\sin x}\,dx$$

$$= \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{\vartheta}\left[\int_0^{2\pi}dx - \int_0^{2\pi}\frac{1}{1+\vartheta\sin x}\,dx\right]$$

$$= \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{\vartheta}\left[\int_0^{2\pi}dx - \int_0^{2\pi}dx - \vartheta\int_0^{2\pi}\sin x\,dx - \vartheta^2\int_0^{2\pi}\sin^2 x\,dx - \vartheta^3\int_0^{2\pi}\sin^3 x\,dx - \cdots\right]$$

$$= -\frac{E_0}{w_0}\cdot\left[\frac{\vartheta}{2} + \frac{3\vartheta^3}{8} + \frac{5\vartheta^5}{16} + \cdots\right] \quad (2)$$

Digitized by Google

Wie man sieht, geht Gleichung (1) für $L = 0$ in Gleichung (2) über.

Für $L = 0$ läßt sich die Gleichstromkomponente J auch in geschlossener Form angeben.

$$\int \frac{\sin x\, dx}{1 + \vartheta \sin x} = \frac{2}{\vartheta}\left[\frac{x}{2} - \frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \operatorname{arc\,tg} \frac{\operatorname{tg}\frac{x}{2} + \vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}}\right];$$

daraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} J &= \frac{E_0}{w_0} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{2}{\vartheta}\left[\pi - \frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}}\pi\right] \\ &= -\frac{E_0}{w_0} \cdot \frac{1}{\vartheta}\left[\frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}} - 1\right] \cdots\cdots \end{aligned}\right\} \quad (2a)$$

Die Entwicklung von $\frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}}$ in eine Reihe zeigt die Übereinstimmung der Gleichung (2a) mit Gleichung (2).

Besteht zwischen der E.M.K. und der Widerstandsänderung eine Phasendifferenz π, so wird

$$\begin{aligned} w &= w_0 (1 + \vartheta \sin(\alpha t + \pi) \\ &= w_0 (1 - \vartheta \sin \alpha t), \end{aligned}$$

d. h. es ist ϑ mit $-\vartheta$ zu vertauschen; der Strom ist von gleicher Größe wie bei Phasengleichheit und hat die entgegengesetzte Richtung.

Eilt die E.M.K. der Widerstandsänderung um $\frac{\pi}{2}$ in der Phase voraus, so hat man

$$E = E_0 \cos \alpha t \qquad w = w_0 (1 + \vartheta \sin \alpha t).$$

Das Integral der Differentialgleichung zur Berechnung der Stromstärke i'' lautet jetzt (unter Weglassung des mit der Zeit abklingenden Gliedes)

$$i'' = \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx + k\vartheta \cos x} \int e^{kx - k\vartheta \cos x} \cos x\, dx$$

oder entwickelt

$$\begin{aligned} i'' = \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx} &\left[1 + \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x + \right. \\ &+ \left. \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x + \cdots\right] \cdot \int e^{kx} \left[1 - \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \right. \\ &+ \left. \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x - \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x \quad \cdots\right] \cos x\, dx. \end{aligned}$$

In diesem Falle liefert die rückläufige Beziehung

$$\begin{aligned} \int e^{kx} \cos^m x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2 + m^2} &(m \cos^{m-1} x \sin x + \\ &+ k \cos^m x) + \frac{m(m-1)}{k^2 + m^2} \int e^{kx} \cos^{m-2} x\, dx \end{aligned}$$

die Glieder der integrierten Reihe:

$$\int e^{kx} \cos x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2 + 1} (\sin x + k \cos x)$$

$$-\frac{k\vartheta}{1!}\int e^{kx} \cos^2 x\, dx = -\frac{k\vartheta}{1!} \cdot \frac{e^{kx}}{k^2 + 4}\left(2 \cos x \sin x + k \cos^2 x + \frac{2}{k}\right)$$

$$+\frac{k^2\vartheta^2}{2!}\int e^{kx} \cos^3 x\, dx = \frac{k^2\vartheta^2}{2!} \cdot \frac{e^{kx}}{k^2 + 9}\left[3 \cos^2 x \sin x + k \cos^3 x + \frac{6}{k^2 + 1}(\sin x + k \cos x)\right]$$

$$-\frac{k^3\vartheta^3}{3!}\int e^{kx} \cos^4 x\, dx = -\frac{k^3\vartheta^3}{3!} \cdot \frac{e^{kx}}{k^2 + 16}\left[4 \cos^3 x \sin x + k \cos^4 x + \frac{12}{k^2 + 4}\left(2 \cos x \sin x + k \cos^2 x + \frac{2}{k}\right)\right]$$

usw.

Das Produkt der beiden Reihen hat, analog dem früheren, die Form

$$i'' = \frac{E_0}{L\alpha}[a_0' + k\vartheta a_1 + k^2\vartheta^2 a_2' + k^3\vartheta^3 a_3' + \cdots]$$

Für die Koeffizienten a' ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$a_0' = + \frac{1}{k^2 + 1}(\sin x + k \cos x)$$

$$\begin{aligned} a_1' = &- \frac{1}{k^2 + 4}\left(2 \cos x \sin x + k \cos^2 x + \frac{2}{k}\right) \\ &+ \frac{1}{k^2 + 1}(\cos x \sin x + k \cos^2 x) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_2' = &\frac{1}{2(k^2 + 9)}\left[3 \cos^2 x \sin x + k \cos^3 x + \right. \\ &+ \left. \frac{6}{k^2 + 1}(\sin x + k \cos x)\right] \\ &- \frac{1}{k^2 + 4}\left[2 \cos^2 x \sin x + k \cos^3 x + \frac{2}{k}\cos x\right] \\ &+ \frac{1}{2(k^2 + 1)}[\cos^2 x \sin x + k \cos^3 x] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_3' = &- \frac{1}{6(k^2 + 16)}\left[4 \cos^3 x \sin x + k \cos^4 x + \right. \\ &+ \left. \frac{12}{k^2 + 4}\left(2 \cos x \sin x + k \cos^2 x + \frac{2}{k}\right)\right] \\ &+ \frac{1}{2(k^2 + 9)}\left[3 \cos^3 x \sin x + k \cos^4 x + \right. \\ &+ \left. \frac{6}{k^2 + 1}(\cos x \sin x + k \cos^2 x)\right] \\ &- \frac{1}{2(k^2 + 4)}\left[2 \cos^3 x \sin x + k \cos^4 x + \right. \\ &+ \left. \frac{2}{k}\cos^2 x\right] \\ &+ \frac{1}{6(k^2 + 1)}[\cos^3 x \sin x + k \cos^4 x] \end{aligned}$$

— — — — — — — — — — — —

Bestimmt man hieraus die Koeffizienten der Gleichungskomponente J'

$$A_n' = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} a_n'\, dx,$$

Digitized by Google

so erhält man

$$A_0' = 0$$
$$A_1' = -\frac{1}{2k(k^2+1)}$$
$$A_2' = 0$$
$$A_3' = -\frac{3}{4k(k^2+1)(k^2+4)}$$
$$A_4' = 0$$
$$A_5' = -\frac{15}{16k(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)}$$

und daraus den Wert für die Gleichstromkomponente

$$J' = -\frac{E_0}{L\alpha}\left[\frac{\vartheta}{2(k^2+1)} + \frac{3k^2\vartheta^3}{4(k^2+1)(k^2+4)} + \frac{15k^4\vartheta^5}{16(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)} + \cdots\right],$$

oder, wenn man noch $k = \frac{w_0}{L\alpha}$ einführt,

$$\left.\begin{aligned} J' = -\frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{L\alpha}{w_0}\Bigg[&\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{4\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} \\ &+ \frac{15\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots\Bigg] \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Gleichung (3) zeigt, daß bei einer Phasendifferenz $\frac{\pi}{2}$ zwischen E.M.K. und Widerstandsänderung die Gleichstromkomponente im allgemeinen nicht gleich Null ist. Eilt nicht die E.M.K. der Widerstandsänderung, sondern umgekehrt die Widerstandsänderung der E.M.K. um $\frac{\pi}{2}$ in der Phase voraus, so erhält man wegen

$$E = -E_0 \cos \alpha t \qquad w = w_0(1 + \vartheta \sin \alpha t)$$

eine ebenso große Gleichstromkomponente in entgegengesetzter Richtung.

Null wird die Gleichstromkomponente bei einer Phasendifferenz $\pm\frac{\pi}{2}$ nur in dem besonderen Falle, wenn $L = 0$ wird. Zum gleichen Ergebnisse führt die direkte Betrachtung dieses Spezialfalles.

Für $L = 0$, $w = w_0(1 + \vartheta \sin \alpha t)$ und

$$E = -E_0 \cos \alpha t$$

erhält man

$$-E_0 \cos \alpha t = i' w_0 (1 + \vartheta \sin \alpha t)$$
$$i' = -\frac{E_0 \cos \alpha t}{w_0(1 + \vartheta \sin \alpha t)}$$

und

$$\left.J' = -\frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{d \sin \alpha t}{1 + \vartheta \sin \alpha t} = 0\right\} \quad (4)$$

Besteht zwischen der E.M.K. und der Widerstandsänderung eine beliebige Phasendifferenz ψ, so daß

$$E = E_0 \sin(\alpha t + \psi) \qquad \text{(E.M.K. voreilend)}$$
$$w = w_0(1 + \vartheta \sin \alpha t),$$

so wird die Stromstärke

$$i_\psi = \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx + k\vartheta \cos x}\int e^{kx - k\vartheta \cos x}\sin(x + \psi)\,dx$$
$$= \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx + k\vartheta \cos x}\left[\cos\psi \int e^{kx - k\vartheta \cos x}\sin x\,dx + \sin\psi \int e^{kx - k\vartheta \cos x}\cos x\,dx\right]$$
$$= i \cdot \cos\psi + i' \sin\psi$$

und die Gleichstromkomponente

$$J_\psi = J \cos\psi + J' \sin\psi \quad (5)$$

Damit ist die Berechnung der Gleichstromkomponente bei beliebiger Phasendifferenz ψ auf die beiden behandelten besonderen Fälle $\psi = 0$ und $\psi = \frac{\pi}{2}$ zurückgeführt. Soll die Gleichstromkomponente $J_\psi = 0$ werden, so muß

$$\left.\begin{aligned} tg\,\psi_0 = -\frac{J}{J'} = -\frac{w_0}{L\alpha}\cdot\frac{\dfrac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \dfrac{3\vartheta^3}{8\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots}{\dfrac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \dfrac{3\vartheta^3}{4\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots} \\ + \frac{5\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots \\ + \frac{15\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Digitized by Google

Für kleine Werte ϑ wird

$$\operatorname{tg} \psi_0 = -\frac{w_0}{L\alpha} \quad \text{(E.M.K. voreilend)}.$$

Die Phasendifferenz φ zwischen E.M.K. und Stromstärke ist in diesem Falle bekanntlich

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\alpha}{w_0} \quad \text{(E.M.K. voreilend)}.$$

Man erfährt: Die Gleichstromkomponente wird Null, wenn Strom- und Widerstandsphase um $\pm\frac{\pi}{2}$ sich unterscheiden.

Soll die Gleichstromkomponente J_φ ein Extremum werden, so muß

$$\frac{\partial (J\cos\psi + J'\sin\psi)}{\partial\psi} = 0$$

werden.

$$\left.\begin{aligned} -J\sin\psi + J'\cos\psi &= 0 \\ \operatorname{tg}\psi_{max} = \frac{J'}{J} &= -\operatorname{ctg}\psi_0 \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Die Phasenverschiebung, bei der die maximale Gleichstromkomponente auftritt, ist um $\pm\frac{\pi}{2}$ von derjenigen unterschieden, für die die Gleichstromkomponente Null wird.

Für kleine Werte ϑ erreicht die Gleichstromkomponente ein Extremum, wenn Strom und Widerstandsänderung in Phase sind, beziehungsweise sich um eine halbe Periodendauer unterscheiden.

In dem besonderen Falle $L = 0$ (vgl. Gleichung 2 und 4) sind Strom und Spannung bei geringen Widerstandsschwankungen in Phase, daher gilt das vom Strom Ausgesagte hier auch von der Spannung.

Zur Berechnung des maximalen Gleichstroms hat man

$$\left.\begin{aligned} J_{max} &= \cos\psi_{max} J + \sin\psi_{max} J' \\ &= \cos\psi_{max}\,[J + \operatorname{tg}\psi_{max} J'] \\ &= \cos\psi_{max}\cdot\frac{J^2 + J'^2}{J} = \sqrt{J^2 + J'^2} \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Für kleine Werte ϑ erhält man

$$\left.\begin{aligned} J_{max} &= \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)}\sqrt{1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2} \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{w_0^2 + L^2\alpha^2}}\cdot\frac{\vartheta}{2} \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

$$J_0 = \frac{E_0}{\sqrt{w_0^2 + L^2\alpha^2}}$$

ist die Amplitude des Wechselstroms, der bei konstantem Widerstand w_0 im Kreise fließt, daher

$$J_{max} = J_0\cdot\frac{\vartheta}{2}.$$

Die maximale Gleichstromkomponente bei kleinen Widerstandsänderungen ist gleich der Amplitude des Wechselstroms, multipliziert mit $\frac{\vartheta}{2}$.

Zum Vergleich der hier gegebenen Rechnung mit bisher vorliegenden Versuchsergebnissen sei folgendes kurz zusammengestellt.

G. v. Ubisch bestimmte für einen, durch den Wechselstromerzeuger selbst mechanisch erschütterten Mikrophonkontakt das Verhältnis zwischen der mittleren Wechselstromstärke, dynamometrisch gemessen und der Gleichstromkomponente, also nach der hier gewählten Bezeichnungsweise $\frac{J_0}{\sqrt{2}J}$. Leider fehlen Angaben über die Größe des Ohmschen und des induktiven Widerstands im Stromkreise. Bei 10 unter scheinbar gleichen Verhältnissen ausgeführten Versuchen änderte sich das angegebene Verhältnis allmählich zwischen den Werten 3,9 und 2,8. Diese sehr bedeutenden Schwankungen werden erklärlich durch eine allmähliche Änderung der Phasendifferenz zwischen Strom und Widerstandsänderung, die durch äußere Ursachen (z. B. Lockerung der Befestigung des Mikrophonkontaktes am Generator) entstehen kann.

Sahulka und später Cooper Hewitt haben die Erzeugung von Gleichstrom durch den periodisch veränderlichen Widerstand des Quecksilberlichtbogens zwischen einer Kohlen-(Eisen)-Elektrode einerseits und einer Quecksilberelektrode andererseits beobachtet; ersterer in Luft von Atmosphärendruck, letzterer im luftfreien Raume. Sahulka beobachtete hierbei außerhalb des Lichtbogens einen Gleichstrom in der Richtung von der Kohle (oder Eisen) zum Quecksilber, Hewitt einen Gleichstrom in der Richtung vom Quecksilber zum Eisen. Sahulka erklärt dies daraus, „daß sich bei seinen (Sahulkas) Versuchen infolge der schlechten Leitfähigkeit der Luft die feste Elektrode bis zum Glühen und Schmelzen erhitzt und daher von besser leitenden Dämpfen umgeben ist als die Quecksilberelektrode, während beim Cooper-Hewittschen Gleichrichter sich der Lichtbogen infolge der guten Leitfähigkeit des gasförmigen Mediums über den ganzen Querschnitt der Röhre ausbreitet, die feste Elektrode daher nur wenig erhitzt wird, während die Quecksilberoberfläche wegen des geringen Druckes leicht verdampft und daher eine besser leitende Umgebung hat als die feste Oberfläche". Man sieht: das Widerstandsminimum bei der Anordnung von Sahulka ist gegeben, wenn die Eisenelektrode Kathode ist; dagegen bei der Cooper Hewittschen Anordnung, wenn das

Digitized by Google

Quecksilber Kathode ist. Die Phasen der Widerstandsänderung in beiden Anordnungen unterscheiden sich um π, es müssen daher einander entgegengesetzte Gleichstromkomponenten auftreten. Auch die Richtungen des Gleichstroms in den beiden Fällen stimmen, wie man leicht sieht, mit der hier gegebenen Ableitung überein.

J. v. Geitler beobachtete das Auftreten einer Gleichstromkomponente in einem sekundären Schwingungskreise, sobald in letzterem eine Funkenstrecke in Tätigkeit, also ein variabler Widerstand vorhanden ist. Mit wachsender Länge der wirksamen Funkenstrecke fand v. Geitler eine Zunahme der Gleichstromkomponente bis zu einem extremen Wert, dann eine Abnahme über Null bis zu einem negativen Extremum und eine nochmalige Zunahme gegen Null. Es ist naheliegend, auch hier eine allmähliche Änderung der Phasenverschiebung zwischen Spannung und Widerstandsänderung mit wachsender Länge der Funkenstrecke anzunehmen; doch erscheint es fraglich, ob die Widerstandsänderung sich in diesem Falle durch einen Ausdruck von der hier eingeführten Form darstellen läßt.

Systematische Versuche über den Gegenstand dieser Abhandlung, die ich aus äußeren Gründen derzeit nicht ausführen kann, sollen einer zweiten Mitteilung vorbehalten bleiben.

Reichenberg, im April 1910.

(Eingegangen 11. April 1910.)

Die Aufzeichnung von Magnetfeldern mit dem Oszillographen.

Von C. Déguisne.

Der zeitliche Verlauf von Magnetfeldern wird, wenn es sich um rasche Änderungen ihrer Intensität handelt, gewöhnlich in der Weise untersucht, daß die in einer Hilfsspule induzierte elektromotorische Kraft (E.M.K.) gemessen und aus ihr auf die Feldänderung zurückgeschlossen wird. In vielen Fällen kann man die Kurve der E.M.K. durch den Oszillographen aufzeichnen lassen. Hat diese Kurve einen glatten Verlauf, so kann man wohl aus ihr durch Integration die Kurve des magnetischen Feldes ableiten. In den meisten Fällen ist dies jedoch nicht möglich oder zum mindesten sehr umständlich. Im folgenden soll eine Methode behandelt werden, die es ermöglicht, die Kurve des Magnetfeldes mit dem Oszillographen direkt aufzuzeichnen.

Läßt man das aufzunehmende Feld N auf eine Hilfsspule einwirken, so ist die in dieser entstehende E.M.K.

$$e = -\frac{dN}{dt} \cdot c,$$

wo c eine Konstante bedeutet. Schließt man diese Spule über einen Stromkreis mit dem Widerstand W und der Induktivität L, so tritt in letzterem eine E.M.K. der Selbstinduktion auf. Sei diese $\mathfrak{e}$ und der zustande kommende Strom i, so besteht die Beziehung

$$e + \mathfrak{e} = i \cdot W,$$

falls der Widerstand der Hilfsspule verschwindend klein oder in W einbezogen ist.

Nun ist aber

$$\mathfrak{e} = -\frac{di}{dt} \cdot L.$$

Demnach wird

$$-\frac{dN}{dt} \cdot c - \frac{di}{dt} \cdot L = i \cdot W$$

oder

$$-\frac{dN}{dt} = \left(\frac{di}{dt} + i \cdot \frac{W}{L}\right) \cdot C, \qquad (1)$$

wenn

$$C = \frac{L}{c}$$

gesetzt wird.

Wir machen nun in unserer Versuchsanordnung L und damit auch C zu einer Konstanten, indem wir im äußeren Stromkreis Spulen ohne Eisen verwenden. Ferner machen wir $\frac{W}{L}$ so klein wie möglich, so daß wir das Glied $i \cdot \frac{W}{L}$, von extremen Fällen abgesehen, gegenüber $\frac{di}{dt}$ vernachlässigen können. Dann gilt angenähert die Gleichung

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{di}{dt} \cdot C, \qquad (2)$$

d. h. die i-Kurve ist der N-Kurve ähnlich. Die i-Kurve kann aber durch den Oszillographen ohne weiteres aufgezeichnet werden.

Die Gleichung (2) gilt ohne Einschränkung, wenn $i = 0$, d. h. wenn die i-Kurve die Nullinie schneidet, hat ihr Gefälle den durch den Proportionalitätsfaktor der Gleichung (2) verlangten Wert; bei den Maximalwerten von i ist die Abweichung im Gefälle der beiden Kurven am größten.

Integrieren wir Gleichung (1) über den Zeitraum t_0 bis t, so erhalten wir

$$-N = \left(i + \frac{W}{L} \cdot \int_{t_0}^{t} i \cdot dt\right) \cdot C - (N_0 + i_0 \cdot C),$$

wobei N_0 und i_0 die zu t_0 gehörenden Werte sind.

Ist N eine periodische Funktion, so wird $\int i \cdot dt$, über eine Periode erstreckt, gleich Null.

Digitized by Google

Was nun vor allem die Messung der Wellenlänge des zu untersuchenden Schwingungskreises anbelangt, so kommt von diesen Ausdrücken für eine Nullmethode nur der der ponderomotorischen Wirkung der gekoppelten Kreise aufeinander proportionale: $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ in Frage; während nach der Bjerknesschen Resonanzmethode die Bestimmung aus dem Maximum des Stromeffekts im induzierten Kreise, also aus dem Maximum des Ausdrucks: $\int_0^\infty i_2^2 dt$ erfolgt.

Die Theorie ergibt nämlich, daß für zwei miteinander gekoppelte elektrische Schwingungskreise, deren jeweilige Stromstärken mit i_1 bzw. i_2 bezeichnet seien, $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ Null wird, wenn die beiden Kreise in Resonanz sind, in welchem Falle die Phasenverschiebung zwischen den beiden Strömen 90° beträgt. — Ein Maximum erreicht der Integralwert bei einer bestimmten Verstimmung, die unter gewissen Voraussetzungen in einfacher Weise von der Summe der Dämpfungen der gekoppelten Kreise abhängt; doch ist dies für den vorliegenden Zweck nicht weiter von Belang.

Die Größe dieses Integrals könnte direkt mittels eines nach Art der Dynamometer gebauten Instrumentes gemessen werden (wie auch von anderer Seite bereits vorgeschlagen wurde); sie läßt sich aber auch einfach durch eine Differenzmethode bestimmen, die allein die Anwendung eines sozusagen mechanisch-zwangläufigen Apparates ermöglicht und überdies auch noch die Dämpfung nach einer Nullmethode zu messen gestattet.

Die großen Vorteile solcher Nullmethoden, wie große Empfindlichkeit, Unabhängigkeit von Energieschwankungen usw., brauchen wohl nicht erst ausführlich angeführt zu werden.

Das Prinzip der Wellenlängenmessung nach dieser Methode läßt sich wohl am besten direkt an einer typischen Ausführungsform eines derartigen Apparates erläutern, die in Fig. 1 schematisch dargestellt ist.

Der Apparat besteht im wesentlichen aus zwei gleich großen durch eine Kapillare k verbundenen Kugeln K_1 und K_2. In jeder dieser Kugeln befinden sich je zwei tunlichst genau abgeglichene Hitzdrähte h_1 und h'_1, h_2 und h'_2.

Eine Druckverschiedenheit der Gasfüllungen der beiden Kugeln wird durch den kurzen Alkoholindex a angezeigt. Zwischen die Schenkel der Kapillare (oder zwischen die Kugeln) ist noch zwecks Druckausgleichs ein durch den Hahn H absperrbares Verbindungsrohr eingesetzt.

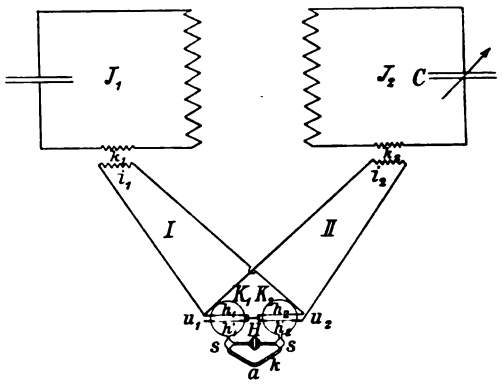


Fig. 1.

[Die Säckchen s haben die Aufgabe, bei zu starken Ausschlägen den Alkoholfaden aufzunehmen und so ein Verspritzen desselben zu verhüten.

Der Apparat kann noch empfindlicher gemacht werden durch Evakuieren desselben bis zu einem gewissen Grade, weil dadurch die zu erwärmende Gasmenge verringert wird, während die übrigen Verhältnisse dieselben bleiben. Zu diesem Zwecke erhält der Hahn H die in Fig. 2

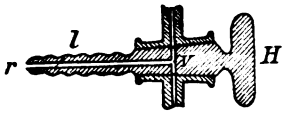


Fig. 2.

im Schnitt dargestellte Form: Der Hahnkegel ist noch mit einer senkrecht in den querlaufenden Verbindungsgang v einmündenden Längsbohrung l versehen, die in den röhrenförmigen Ansatz r ausläuft, über den der zur Luftpumpe führende Gummischlauch geschoben wird.

Die größte Empfindlichkeit ergibt sich für eine bestimmte Dimensionierung und Anordnung aller Teile des Apparates: So sollen die Hitzdrähte möglichst tief in den Kugeln zu liegen kommen. Die Kugelform ist für die Gefäße die günstigste, weil sie bei einem gegebenen Volumen die kleinste strahlende Oberfläche hat. Die Ausstrahlung kann noch weiter verkleinert werden, wenn die Kugeln doppelwandig gemacht und innen versilbert werden nach Art der Dewarschen Flaschen.

Auch sollte eigentlich noch darauf Rücksicht genommen werden, daß — wie sich weiter unten ergibt — die gleiche Wärmemenge auf der einen Seite in einem, auf der anderen aber in zwei Hitzdrähten zur Entwicklung kommt und somit die Temperaturerhöhung und die strahlende Oberfläche der Drähte nicht die gleiche ist. Dem letzteren Umstande z. B. ließe sich

Digitized by Google

dadurch Rechnung tragen, daß der eine Draht bei gleichbleibendem Widerstand entsprechend länger und stärker gewählt würde. Es zeigt sich aber, daß sich diese Maßnahmen wohl immer erübrigen, da die erwähnten Faktoren sich offenbar geradezu kompensieren. Davon überzeugt man sich leicht etwa durch Beschicken mit Gleichstrom, indem man durch jeden der zwei nebeneinander zur Wirkung kommenden Hitzdrähte den Strom i (durch beide parallel geschaltet also den Strom $2i$) schickt, durch den einzelnen Draht aber den Strom $\sqrt{2}i$; wobei der Index keinen Ausschlag zeigen darf. Aus diesen Gründen ist auch eine tunlichst symmetrische Anordnung der Drähte, Zuleitungen etc. getroffen. U. dgl. m.]

I und II sind aperiodische Kreise, die so angeordnet sind, daß sie sich gegenseitig möglichst wenig beeinflussen. Ihre Wechselstromwiderstände sind sehr groß im Vergleich mit ihrem Ohmschen Widerstand und somit auch mit dem der Hitzdrähte.

In I wird vom zu untersuchenden Schwingungskreise J_1 der Strom i_1, in II von dem mit J_1 entsprechend gekoppelten Meßkreise J_2 der Strom i_2 induziert[1]).

Wie aus der Schaltung in der Fig. 1 ersichtlich, fließt durch h_2 der Strom i_1, durch h'_2 der Strom i_2 und durch h_1 der Strom $(i_1 + i_2)$; h'_1 führt in diesem Falle keinen Strom.

Sind die Hitzdrähte nun gut abgeglichen, so ist die der Gasmasse in K_2 zugeführte Wärmemenge in jedem Momente $pp \cdot (i_1'^2 + i_2'^2)$, die in K_1 $pp \cdot (i_1 + i_2)^2$; die Differenz dieser Wärmemengen und die ihr entsprechende Druckdifferenz zwischen den beiden Kugeln demnach $pp \cdot [(i_1 + i_2)^2 - (i_1'^2 + i_2'^2)]$, also $pp \cdot i_1 i_2$. Und dieser Größe entspricht auch der Ausschlag des Index a.

Wird nun der variable Kondensator C (Drehkondensator) des Meßkreises so eingestellt, daß der Ausschlag Null wird, so gibt nunmehr die bekannte Wellenlänge des Meßkreises die des zu untersuchenden Stromkreises J_1.

(Die Summe der Dämpfungen beider Kreise ergäbe sich — wie schon eingangs erwähnt — unter gewissen Voraussetzungen in einfacher Beziehung aus der Verstimmung des Meßkreises gegen die Resonanzlage, für welche der Ausschlag sein Maximum hat.)

In der gleichen Schaltung erfolgt die Bestimmung der anderen Größen elektrischer Schwingungskreise, wie Selbstinduktion und Kapazität, und zwar mit außerordentlich großer Genauigkeit — eine Folge der ganz besonders raschen Änderung der Größe des Ausdrucks $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ bei kleinen Verstimmungen aus der Resonanzlage[1]) im Zusammenwirken mit den oben erwähnten Vorteilen der Nullmethode.

Die zu messende Selbstinduktion z. B. bildet mit einer bekannten Kapazität den Schwingungskreis J_1. Der mit diesem gekoppelte Meßkreis J_2 (Wellenmesser) wird nun (in der Regel) durch Veränderung seiner Kapazität so eingestellt, daß der Ausschlag des Index a Null wird; d. h. die beiden Kreise werden in Resonanz gebracht. Aus der Wellenlänge des Wellenmesserkreises ergibt sich dann ohne weiteres die Größe der zu messenden Selbstinduktion. In ähnlicher Weise werden Kapazitäten bestimmt.

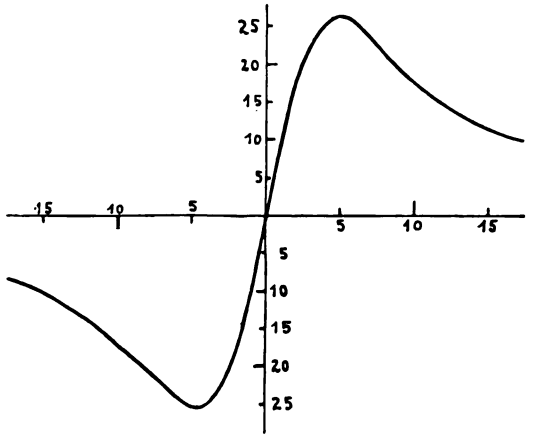
Um auch die Messung der Dämpfung mittels Nullmethode durchzuführen, wird — nachdem die beiden Kreise in Resonanz gebracht

1) Hierbei sind die Kopplungen k_1, k_2 naturgemäß so lose zu wählen, wie es die Rücksicht auf einen günstigen Ausschlag des Index zuläßt. Die Größe der Kopplung selbst kommt dabei nicht weiter in Betracht, da sie nur auf den absoluten Wert der Ausschläge von Einfluß ist, nicht aber auf den relativen, auf den allein es hier ankommt.

Bei einer Veränderung dieser Kopplungen dürfen sich also die Kondensatorstellungen C nicht ändern, für welche der Ausschlag des Index seinen Nullwert oder seine Extremwerte erreicht, solange die Kopplung unterhalb der Größe bleibt, bei der sie schon die Konstanten der Schwingungskreise beeinflußt.

Daher wird der Wellenmesserkreis J_2 am besten schon in fixer Kopplung mit dem aperiodischen Kreise II geeicht.

1) Dies zeigt deutlich die nachstehende Kurve, in der als Abszissen die Werte des Ausdrucks: $100 \frac{C - C_r}{C_r}$ für die verschiedenen Kondensatorstellungen (C), also die Verstimmungen des Meßkreises durch Veränderung der Kapazität in Prozenten des Resonanzwertes, und als Ordinaten die zugehörigen Ausschläge des Instrumentes aufgetragen sind.



Sie wurde aufgenommen bei einer Anordnung von ungefähr folgenden Dimensionen: Wellenlänge = 800 m, Resonanz-Kapazität des Meßkreises C = 2600 cm, Summe der logarithmischen Dekremente beider Schwingungskreise = 0,130.

Digitized by Google

worden sind — durch einfaches Umlegen eines doppelpoligen Schalters der Apparat entsprechend Fig. 3 geschaltet.

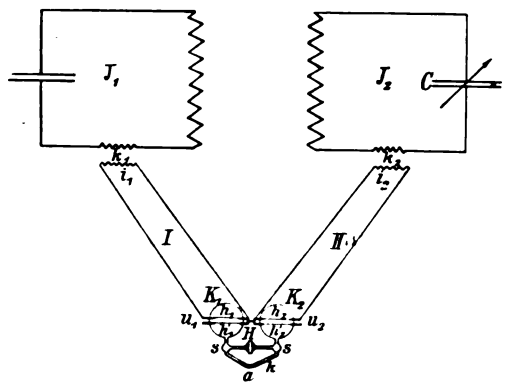


Fig. 3.

Jetzt fließt i_1 nur durch h_1 und i_2 nur durch h_2; h_1' und h_2' führen keinen Strom. Die natürlich sehr losen Kopplungen k_1 und k_2 werden so reguliert, daß der Index keinen Ausschlag zeigt, also die Stromeffekte auf beiden Seiten gleich sind[1]).

Es soll nun die Dämpfung bestimmt werden aus der Halbierung des Stromeffektes i_2 durch Verstimmung des Meßkreises J_2.

Zu diesem Zweck wird vorerst der Stromeffekt i_1 in K_1 auf den halben Wert gebracht, indem die Unterbrechungsstelle u_1 durch einen Stöpsel oder Schalter kurz geschlossen wird. Dadurch verteilt sich nämlich i_1 auf h_1 und h_1'; und die in K_1 entwickelte Wärmemenge sinkt auf die Hälfte, denn sie ist nunmehr $pp \cdot \left[\left(\frac{i_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{i_1}{2}\right)^2\right]$, also $pp \cdot \frac{i_1^2}{2}$.

Wird jetzt der Meßkreis J_2 durch Verstellung des Kondensators aus der Resonanzlage nach beiden Richtungen so weit verstimmt, bis der Index in der Null-Lage steht, so ergibt sich die Summe der Dämpfungen (logarithmischen Dekremente) des Meßkreises (Λ_1) und des zu untersuchenden Schwingungskreises (Λ_2) einfach aus diesen beiden Kondensatorstellungen (C_1 und C_2) und aus der Resonanzstellung (C_r) nach der bekannten Formel:

$$\Lambda_1 + \Lambda_2 = 1 \cdot 57 \frac{C_1 - C_2}{C_r}.$$

1) Diese Schaltung kann auch zu einer gewissen Kontrolle dienen für die richtige Abgleichung der Hitzdrähte und die hiervon abhängige Wellenlängenmessung in der ersten Schaltung. Wird nämlich jetzt C aus der Resonanzlage, wie wir angenommen haben, nach beiden Richtungen verstellt, so darf der Index a aus der Null-Lage nur nach einer Seite, und zwar im gezeichneten Falle nach rechts, ausschlagen, weil ja in beiden Fällen der Stromeffekt i_2 durch Verstimmung verringert wird, wenn wirklich C ursprünglich in Resonanzstellung war.

Hieraus ergibt sich meist sofort Λ_1, die Dämpfung des zu untersuchenden Kreises; da Λ_2, die Dämpfung des Meßkreises, wohl in der Regel bekannt ist. Ist dies nicht der Fall, so wird Λ_2 — bei genügend größerem Λ_1 — leicht bestimmt, indem C in der Resonanzlage belassen und die Halbierung des Stromeffektes i_2 dadurch bewirkt wird, daß man in J_2 so viel induktionsfreien Widerstand (w_0) einschaltet, bis der Index a auf Null zu stehen kommt. Dann ist meist genügend genau $\Lambda_2 = \frac{w_0 C}{150 \lambda}$; wo w_0 den Halbierungswiderstand (in Ohm), C die Kapazität (in Zentimetern) und λ die Wellenlänge (in Metern) des Meßkreises J_2 bedeutet.

In gleicher Weise geschieht die Messung der Dämpfung von Isoliermaterialien für Spulen, Kondensatoren u. dgl., indem dieselben in entsprechender Form in den Kreis J_2 eingebracht werden. J_1 ist dann am besten ein reiner Stoßkreis.

(Natürlich kann auch durch Veränderung der Konstanten des Kreises I, wie Einschalten von Widerstand, Nebenschluß oder dgl., die Erwärmung in K_1 auf einen bestimmten anderen Bruchteil des ursprünglichen gebracht werden. Dieser gibt dann — bei Null-Lage des Index — das Maß für den gleichen Effekt, der in II durch eine entsprechende Verstimmung des Meßkreises J_2 erzielt wird. Auch könnten auf diese Weise beliebig viele Punkte der Resonanzkurve festgelegt werden.)

Selbstverständlich kann die Erwärmung der Hitzdrähte — statt durch die Differenz der Temperaturerhöhung der Gasmassen in K_1 und K_2 den Flüssigkeitsindex zu betätigen — auch

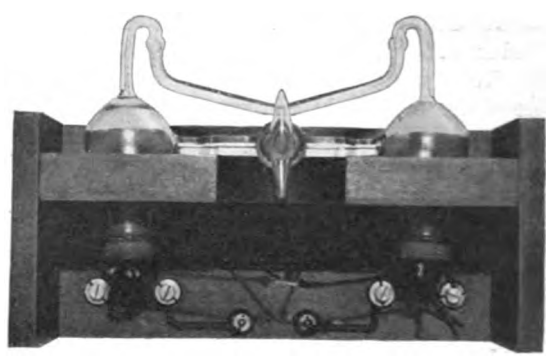


Fig. 4 (ca. 1/3 natürl. Größe).

durch ihre Verlängerung (wie bei Hitzdrahtinstrumenten) in Differentialschaltung an einem Zeiger zur Wirkung kommen; und ähnliches mehr.

Die Photographien (Fig. 4 und Fig. 5 und 6) zeigen zwei Ausführungsformen des beschriebenen

Digitized by Google

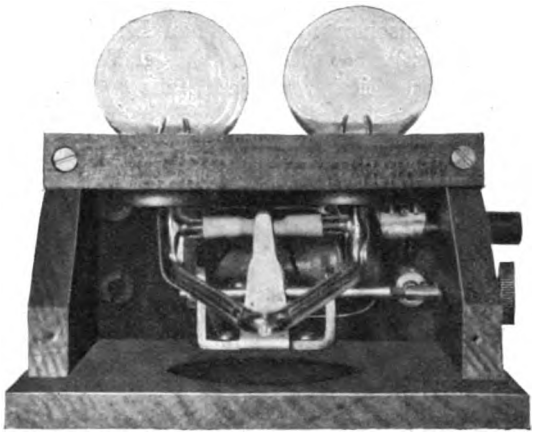


Fig. 5 (ca. 1/2 natürl. Größe).

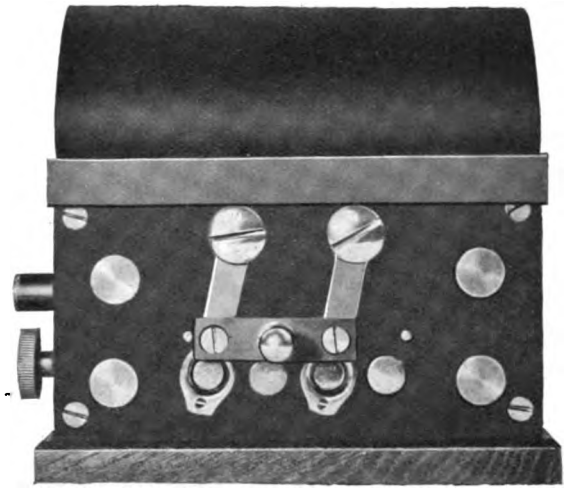


Fig. 6 (ca. 1/2 natürl. Größe).

Instrumentes. Die in Fig. 5 und 6 dargestellte ist bis auf die Kapillare vollständig eingeschlossen. Fig. 5 zeigt sie von vorne ohne Schutzkappe, Fig. 6 von rückwärts mit dem doppelpoligen Umschalter und aufgesetzter Kappe. Sie hat an Stelle des Ausgleichsrohres mit Hahn ein kurzes Stück Gummischlauch, das durch eine quetschhahnähnliche Vorrichtung bedient wird, die von außen zu betätigen ist. Oberhalb des zu diesem Zwecke dienenden Schlüssels mit randriertem Kopfe ragt der Kurzschlußstöpsel für die Unterbrechungsstelle u_1 aus dem Kästchen heraus. Um den Index projizieren zu können, ist der Boden mit einem kreisförmigen Ausschnitt versehen.

Der Apparat ist auch in manch anderer Beziehung ein für verschiedene Demonstrationen und Messungen aus dem Gebiet der Elektrizität und Wärme recht gut brauchbares einfaches Universalinstrument.

Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin.

(Eingegangen 24. Februar 1910.)

Die Erzeugung von Gleichstrom durch eine sinusförmige elektromotorische Kraft in einem Kreis mit veränderlichem Widerstand.

Von Karl Lichtenecker.

In seiner Arbeit: „Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte“[1]) weist J. v. Geitler darauf hin, daß bei variablem Widerstand eine reinperiodische E.M.K. im allgemeinen eine Gleichstromkomponente hervorruft. Das gleiche sagt indirekt ein allgemeiner Satz aus, den H. Barkhausen seiner Abhandlung „Das Problem der Schwingungserzeugung“[2]) voranstellt: „Eine reine Wechselspannung, für die $\int_0^T e\,dt = 0$ gilt, kann nur einen reinen Wechselstrom hervorrufen, immer konstante Wechselwiderstände vorausgesetzt“.

Die Größe dieser Gleichstromkomponente zu ermitteln, ist meines Wissens noch nicht versucht worden. Rubens[3]), der den veränderlichen Ohmschen Widerstand des Mikrophonkontaktes zu einer teilweisen Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom verwendet, beschränkt sich bezüglich der theoretischen Seite der Frage auf die Bemerkung: „Man beobachtet am Galvanometer einen konstanten Ausschlag. Daß dieser im günstigsten Falle der halben mittleren Stromintensität (des Wechselstroms) entsprechen kann, bedarf keiner Erörterung“.

Der Verfasser stellte sich die Aufgabe, die Größe der Gleichstromkomponente für sinusförmige E.M.K. wirklich zu berechnen und damit das Problem der experimentellen Nachprüfung zugänglich zu machen. Entsprechend der Möglichkeit, eine beliebige reinperiodische E.M.K. als Übereinanderlagerung sinusförmiger E.M.K. aufzufassen, sind die Ergebnisse dieser Untersuchung auch auf den allgemeinen Fall anwendbar. Die bisher beobachteten, hierher gehörigen Erscheinungen lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen: Änderung des Widerstandes

1) Verhandl. d. D. Phys. Ges. **11**, 443, 1909.
2) Leipzig, Verl. S. Hirzel, 1907.
3) Wied. Ann. **37**, 522, 1889.

Digitized by Google

worden sind — durch einfaches Umlegen eines doppelpoligen Schalters der Apparat entsprechend Fig. 3 geschaltet.

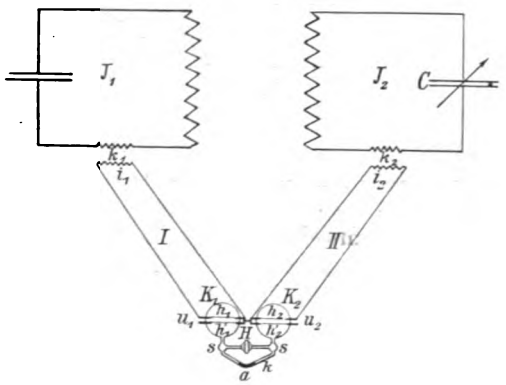


Fig. 3.

Jetzt fließt i_1 nur durch h_1 und i_2 nur durch h_2; h_1' und h_2' führen keinen Strom. Die natürlich sehr losen Kopplungen k_1 und k_2 werden so reguliert, daß der Index keinen Ausschlag zeigt, also die Stromeffekte auf beiden Seiten gleich sind[1]).

Es soll nun die Dämpfung bestimmt werden aus der Halbierung des Stromeffektes i_2 durch Verstimmung des Meßkreises J_2.

Zu diesem Zweck wird vorerst der Stromeffekt i_1 in K_1 auf den halben Wert gebracht, indem die Unterbrechungsstelle u_1 durch einen Stöpsel oder Schalter kurz geschlossen wird. Dadurch verteilt sich nämlich i_1 auf h_1 und h_1'; und die in K_1 entwickelte Wärmemenge sinkt auf die Hälfte, denn sie ist nunmehr $pp \cdot \left[\left(\frac{i_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{i_1}{2}\right)^2\right]$, also $pp \cdot \frac{i_1^2}{2}$.

Wird jetzt der Meßkreis J_2 durch Verstellung des Kondensators aus der Resonanzlage nach beiden Richtungen so weit verstimmt, bis der Index in der Null-Lage steht, so ergibt sich die Summe der Dämpfungen (logarithmischen Dekremente) des Meßkreises (Λ_1) und des zu untersuchenden Schwingungskreises (Λ_2) einfach aus diesen beiden Kondensatorstellungen (C_1 und C_2) und aus der Resonanzstellung (C_r) nach der bekannten Formel:

$$\Lambda_1 + \Lambda_2 = 1 \cdot 57 \frac{C_1 - C_2}{C_r}.$$

Hieraus ergibt sich meist sofort Λ_1, die Dämpfung des zu untersuchenden Kreises; da Λ_2, die Dämpfung des Meßkreises, wohl in der Regel bekannt ist. Ist dies nicht der Fall, so wird Λ_2 — bei genügend größerem Λ_1 — leicht bestimmt, indem C in der Resonanzlage belassen und die Halbierung des Stromeffektes i_2 dadurch bewirkt wird, daß man in J_2 so viel induktionsfreien Widerstand (w_0) einschaltet, bis der Index a auf Null zu stehen kommt. Dann ist meist genügend genau $\Lambda_2 = \frac{w_0 C}{150 \lambda}$; wo w_0 den Halbierungswiderstand (in Ohm), C die Kapazität (in Zentimetern) und λ die Wellenlänge (in Metern) des Meßkreises J_2 bedeutet.

In gleicher Weise geschieht die Messung der Dämpfung von Isoliermaterialien für Spulen, Kondensatoren u. dgl., indem dieselben in entsprechender Form in den Kreis J_2 eingebracht werden. J_1 ist dann am besten ein reiner Stoßkreis.

(Natürlich kann auch durch Veränderung der Konstanten des Kreises I, wie Einschalten von Widerstand, Nebenschluß oder dgl., die Erwärmung in K_1 auf einen bestimmten anderen Bruchteil des ursprünglichen gebracht werden. Dieser gibt dann — bei Null-Lage des Index — das Maß für den gleichen Effekt, der in II durch eine entsprechende Verstimmung des Meßkreises J_2 erzielt wird. Auch könnten auf diese Weise beliebig viele Punkte der Resonanzkurve festgelegt werden.)

Selbstverständlich kann die Erwärmung der Hitzdrähte — statt durch die Differenz der Temperaturerhöhung der Gasmassen in K_1 und K_2 den Flüssigkeitsindex zu betätigen — auch

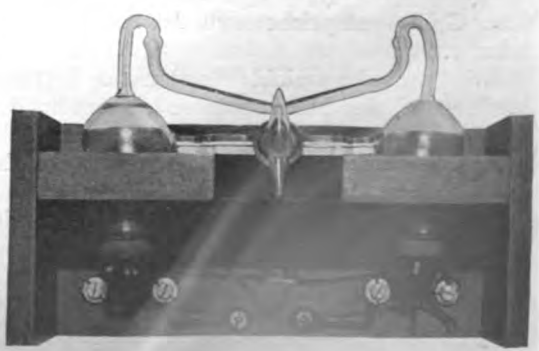


Fig. 4 (ca. 1/3 natürl. Größe).

durch ihre Verlängerung (wie bei Hitzdrahtinstrumenten) in Differentialschaltung an einem Zeiger zur Wirkung kommen; und ähnliches mehr.

Die Photographien (Fig. 4 und Fig. 5 und 6) zeigen zwei Ausführungsformen des beschriebenen

1) Diese Schaltung kann auch zu einer gewissen Kontrolle dienen für die richtige Abgleichung der Hitzdrähte und die hiervon abhängige Wellenlängenmessung in der ersten Schaltung. Wird nämlich jetzt C aus der Resonanzlage, wie wir angenommen haben, nach beiden Richtungen verstellt, so darf der Index a aus der Null-Lage nur nach einer Seite, und zwar im gezeichneten Falle nach rechts, ausschlagen, weil ja in beiden Fällen der Stromeffekt i_2 durch Verstimmung verringert wird, wenn wirklich C ursprünglich in Resonanzstellung war.

Digitized by Google

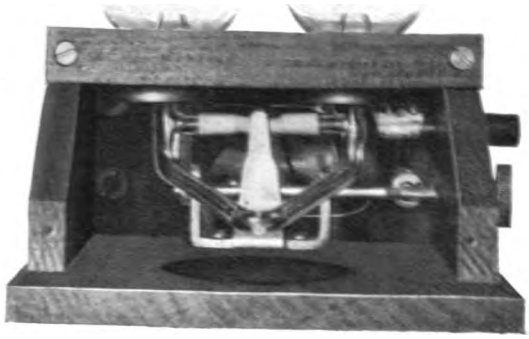


Fig. 5 (ca. 1/2 natürl. Größe).

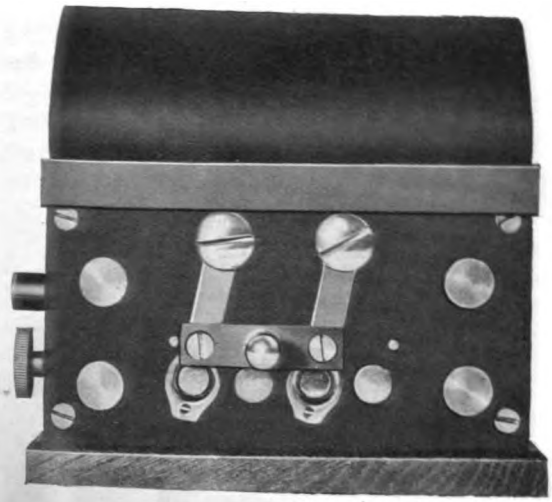


Fig. 6 (ca. 1/2 natürl. Größe).

Instrumentes. Die in Fig. 5 und 6 dargestellte ist bis auf die Kapillare vollständig eingeschlossen. Fig. 5 zeigt sie von vorne ohne Schutzkappe, Fig. 6 von rückwärts mit dem doppelpoligen Umschalter und aufgesetzter Kappe. Sie hat an Stelle des Ausgleichsrohres mit Hahn ein kurzes Stück Gummischlauch, das durch eine quetschhahnähnliche Vorrichtung bedient wird, die von außen zu betätigen ist. Oberhalb des zu diesem Zwecke dienenden Schlüssels mit randriertem Kopfe ragt der Kurzschlußstöpsel für die Unterbrechungsstelle u_1 aus dem Kästchen heraus. Um den Index projizieren zu können, ist der Boden mit einem kreisförmigen Ausschnitt versehen.

Der Apparat ist auch in manch anderer Beziehung ein für verschiedene Demonstrationen und Messungen aus dem Gebiet der Elektrizität und Wärme recht gut brauchbares einfaches Universalinstrument.

Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin.

(Eingegangen 24. Februar 1910.)

Die Erzeugung von Gleichstrom durch eine sinusförmige elektromotorische Kraft in einem Kreis mit veränderlichem Widerstand.

Von Karl Lichtenecker.

In seiner Arbeit: „Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte“[1]) weist J. v. Geitler darauf hin, daß bei variablem Widerstand eine reinperiodische E.M.K. im allgemeinen eine Gleichstromkomponente hervorruft. Das gleiche sagt indirekt ein allgemeiner Satz aus, den H. Barkhausen seiner Abhandlung „Das Problem der Schwingungserzeugung“[2]) voranstellt: „Eine reine Wechselspannung, für die $\int_0^T e\,dt = 0$ gilt, kann nur einen reinen Wechselstrom hervorrufen, immer konstante Wechselwiderstände vorausgesetzt“.

Die Größe dieser Gleichstromkomponente zu ermitteln, ist meines Wissens noch nicht versucht worden. Rubens[3]), der den veränderlichen Ohmschen Widerstand des Mikrophonkontaktes zu einer teilweisen Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom verwendet, beschränkt sich bezüglich der theoretischen Seite der Frage auf die Bemerkung: „Man beobachtet am Galvanometer einen konstanten Ausschlag. Daß dieser im günstigsten Falle der halben mittleren Stromintensität (des Wechselstroms) entsprechen kann, bedarf keiner Erörterung“.

Der Verfasser stellte sich die Aufgabe, die Größe der Gleichstromkomponente für sinusförmige E.M.K. wirklich zu berechnen und damit das Problem der experimentellen Nachprüfung zugänglich zu machen. Entsprechend der Möglichkeit, eine beliebige reinperiodische E.M.K. als Übereinanderlagerung sinusförmiger E.M.K. aufzufassen, sind die Ergebnisse dieser Untersuchung auch auf den allgemeinen Fall anwendbar. Die bisher beobachteten, hierher gehörigen Erscheinungen lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen: Änderung des Widerstandes

1) Verhandl. d. D. Phys. Ges. **11**, 443, 1909.
2) Leipzig, Verl. S. Hirzel, 1907.
3) Wied. Ann. **37**, 522, 1889.

Digitized by Google

1. durch mechanische Einwirkung (z. B. an einem Mikrophonkontakt[1]),
2. bei der selbständigen Entladung (Lichtbogen[2]), Funke[3]),
3. beim Stromdurchgang durch Elektrolyte (Aluminiumzelle[4]).

Eine E.M.K.

$$E = E_0 \sin \alpha t$$

sei einem Kreise aufgeprägt, dessen Ohmscher Widerstand im gleichen Takte mit der elektromotorischen Kraft schwankt nach der Gleichung:

$$w = w_0 (1 + \vartheta \sin \alpha t).$$

Eine Widerstandsänderung dieser Form findet nach Barkhausen[5]) z. B. statt, wenn ein Mikrophon periodischen mechanischen Einwirkungen (Schallwellen) ausgesetzt ist. Da der Widerstand wesentlich positiv ist, gilt jedenfalls $\vartheta < 1$. Die dabei auftretende Änderung der Selbstinduktion L des Kreises sei zu vernachlässigen.

Der im Kreise entstehende Strom i ist gegeben durch

$$E = iw + L \frac{di}{dt}.$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung hat die Form:

$$i = \text{const}\, e^{-\frac{w_0}{L\alpha}\int (1+\vartheta \sin \alpha t)\, d\alpha t} + \frac{E_0}{L\alpha} e^{-\frac{w_0}{L\alpha}\int (1+\vartheta \sin \alpha t)\, d\alpha t} \int e^{\frac{w_0}{L\alpha}\int (1+\vartheta \sin \alpha t)\, d\alpha t} \sin \alpha t\, d\alpha t$$

oder, wenn $\alpha t = x$ und $\frac{w_0}{L\alpha} = k$ gesetzt wird,

$$i = \text{const}\, e^{-k\int (1+\vartheta \sin x)\, dx} + \frac{E_0}{L\alpha} e^{-k\int (1+\vartheta \sin x)\, dx} \int e^{k\int (1+\vartheta \sin x)\, dx} \sin x\, dx.$$

Sieht man von dem ersten, mit der Zeit abklingenden Gliede ab, das für diese Betrachtung ohne Bedeutung ist, so erhält man:

$$i = \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx + k\vartheta \cos x} \int e^{kx - k\vartheta \cos x} \sin x\, dx$$

oder, wenn man vor und unter dem Integral $e^{+k\vartheta \cos x}$ in eine Reihe entwickelt

$$i = \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx} \left[1 + \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x + \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x + \cdots\right] \int e^{kx} \left[1 - \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x - \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x \pm \cdots\right] \sin x\, dx.$$

Wenn man die rückläufige Beziehung beachtet

$$\int e^{kx} \cos^m x \sin x\, dx =$$

$$= \frac{e^{kx}}{k^2 + (m+1)^2}\left[-(m+1)\cos^{m+1} x + k \cos^m x \sin x + m \cos^{m-1} x\right] + \frac{m(m-1)}{k^2 + (m+1)^2} \int e^{kx} \cos^{m-2} x \sin x\, dx,$$

so lauten die Glieder der integrierten Reihe

$$\int e^{kx} \sin x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2+1}\left[-\cos x + k \sin x\right]$$

$$-\frac{k\vartheta}{1!}\int e^{kx} \cos x \sin x\, dx = -\frac{k\vartheta}{1!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+4}\left[-2\cos^2 x + k \cos x \sin x + 1\right]$$

$$+\frac{k^2\vartheta^2}{2!}\int e^{kx} \cos^2 x \sin x\, dx = +\frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+9}\left[-3\cos^3 x + k \cos^2 x \sin x + 2\cos x + \frac{2}{k^2+1}\left(-\cos x + k \sin x\right)\right]$$

$$-\frac{k^3\vartheta^3}{3!}\int e^{kx} \cos^3 x \sin x\, dx = -\frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+16}\left[-4\cos^4 x + k \cos^3 x \sin x + 3\cos^2 x + \frac{6}{k^2+4}\left(-2\cos^2 x + k \cos x \sin x + 1\right)\right]$$

usw.

Wenn man die beiden Reihen miteinander multipliziert, nach Potenzen von $k\vartheta$ ordnet und e^{-kx} gegen e^{+kx} kürzt, erhält man

$$i = \frac{E_0}{L\alpha}\left[a_0 + k\vartheta a_1 + k^2\vartheta^2 a_2 + k^3\vartheta^3 a_3 + \cdots\right],$$

wobei

1 Rubens, Wied. Ann. **37**, 522, 1889; v. Ubisch, Ber. d. D. Phys. Ges. **9**, 61, 1907. — 2 Sahulka, E.T.Z. **29**, 949, 1030, 1908; Cooper Hewitt, E.T.Z. **28**, 543, 733, 1907. — 3 v. Geitler, Ber. d. D. Phys. Ges. **11**, 443, 1909. — 4 L. Graetz, Wied. Ann. **62**, 323, 1897; Pollak, C. R. **124**, 1443, 1897. — 5 A. a. O. S. 17.

Digitized by Google

$$a_0 = \frac{1}{k^2+1}\cdot\left[-\cos x + k\sin x\right]$$

$$a_1 = -\frac{1}{k^2+4}\left[-2\cos^2 x + k\sin x\cos x + 1\right] + \frac{1}{k^2+1}\left[-\cos^2 x + k\cos x\sin x\right]$$

$$a_2 = +\frac{1}{2(k^2+9)}\left[-3\cos^3 x + k\cos^2 x\sin x + 2\cos x + \frac{2}{k^2+1}(-\cos x + k\sin x)\right] - \frac{1}{k^2+4}\left[-2\cos^3 x + k\cos^2 x\sin x + \cos x\right] + \frac{1}{2(k^2+1)}\left[-\cos^3 x + k\cos^2 x\sin x\right]$$

$$a_3 = -\frac{1}{6(k^2+16)}\left[-4\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x + 3\cos^2 x + \frac{6}{k^2+4}(-2\cos^2 x + k\cos x\sin x + 1)\right] + \frac{1}{2(k^2+9)}\left[-3\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x + 2\cos^2 x + \frac{2}{k^2+1}(-\cos^2 x + k\cos x\sin x)\right] - \frac{1}{2(k^2+4)}\left[-2\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x + \cos^2 x\right] + \frac{1}{6(k^2+1)}\left[-\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x\right]$$

Die Koeffizienten der Gleichstromkomponente J sind gegeben durch

$$A_n = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} a_n\,dx;$$

man erhält

$$A_0 = 0$$

$$A_1 = -\frac{1}{2(k^2+1)}$$

$$A_2 = 0$$

$$A_3 = -\frac{3}{8(k^2+1)(k^2+4)}$$

$$A_4 = 0$$

$$A_5 = -\frac{5}{16(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)}$$

Die Gleichstromkomponente ist daher

$$J = -\frac{E_0}{La}\left[\frac{k\vartheta}{2(k^2+1)} + \frac{3k^3\vartheta^3}{8(k^2+1)(k^2+4)} + \frac{5k^5\vartheta^5}{16(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)} + \cdots\right]$$

oder, wenn man wieder $k = \frac{w_0}{La}$ einsetzt:

$$J = -\frac{E_0}{w_0}\left[\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{8\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{5\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots\right] \quad (1)$$

Der Gleichstrom J ist in diesem Falle negativ, was sich schon daraus ergibt, daß, solange die E.M.K. positiv ist, der Widerstand größer ist als sein Mittelwert und umgekehrt. Für $\vartheta = 0$, also für konstanten Widerstand erhält man $J = 0$; d. h. bei konstantem Widerstand tritt eine Gleichstromkomponente nicht auf.

Für einen besonderen Fall läßt sich das Ergebnis auf einfache Weise verifizieren. Ist $L = 0$, der Leiter also selbstinduktionsfrei, so hat man

$$E = iw$$

$$E_0\sin at = iw_0(1+\vartheta\sin at)$$

$$i = \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{\sin at}{1+\vartheta\sin at}.$$

Die Gleichstromkomponente wird in diesem Falle

$$J = \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{\sin x}{1+\vartheta\sin x}\,dx$$

$$= \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{\vartheta}\left[\int_0^{2\pi}dx - \int_0^{2\pi}\frac{1}{1+\vartheta\sin x}\,dx\right]$$

$$= \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{\vartheta}\left[\int_0^{2\pi}dx - \int_0^{2\pi}dx - \vartheta\int_0^{2\pi}\sin x\,dx - \vartheta^2\int_0^{2\pi}\sin^2 x\,dx - \vartheta^3\int_0^{2\pi}\sin^3 x\,dx - \cdots\right]$$

$$= -\frac{E_0}{w_0}\cdot\left[\frac{\vartheta}{2} + \frac{3\vartheta^3}{8} + \frac{5\vartheta^5}{16} + \cdots\right] \quad (2)$$

Digitized by Google

Wie man sieht, geht Gleichung (1) für $L = 0$ in Gleichung (2) über.

Für $L = 0$ läßt sich die Gleichstromkomponente J auch in geschlossener Form angeben.

$$\int \frac{\sin x\, dx}{1 + \vartheta \sin x} = \frac{1}{\vartheta}\left| \frac{1}{2}\ln\left|\frac{1+\vartheta}{1-\vartheta}\right| - \frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}}\operatorname{arctg}\frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}}\right|;$$

daraus folgt

$$J = \frac{E_0}{w_0}\left|\frac{1}{2}\ln\left|\frac{1+\vartheta}{1-\vartheta}\right| - \frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}}\right| = \frac{E_0}{w_0}\left|\frac{\vartheta}{2} + \frac{\vartheta^3}{3} + \frac{\vartheta^5}{5} + \cdots\right| \quad (2a)$$

Die Entwicklung von $\frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}}$ in eine Reihe zeigt die Übereinstimmung der Gleichung (2a) mit Gleichung (3).

Besteht zwischen der E.M.K. und der Widerstandsänderung eine Phasendifferenz π, so wird

$$w = w_0(1 + \vartheta \sin(\alpha t + \pi)) = w_0(1 - \vartheta \sin \alpha t),$$

d. h. es ist ϑ mit $-\vartheta$ zu vertauschen; der Strom ist vom gleichen Größe wie bei Phasengleichheit und hat die entgegengesetzte Richtung.

Eilt die E.M.K. der Widerstandsänderung um $\frac{\pi}{2}$ in der Phase voraus, so hat man

$$E = E_0 \cos \alpha t \qquad w = w_0(1 + \vartheta \sin \alpha t).$$

Das Integral der Differentialgleichung zur Berechnung der Stromstärke i' lautet jetzt (unter Weglassung des mit der Zeit abklingenden Gliedes)

$$i' = \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx + k\vartheta\cos x} \int e^{kx - k\vartheta\cos x} \cos x\, dx$$

oder entwickelt

$$i' = \frac{E_0}{L\alpha} e^{-kx}\left[1 + \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x + \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x + \cdots\right] \cdot \int e^{kx}\left[1 - \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x - \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x - \cdots\right]\cos x\, dx.$$

In diesem Falle liefert die rücklaufige Beziehung

$$\int e^{kx}\cos^m x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2 + m^2}\left(m\cos^{m-1} x \sin x - k\cos^m x - \frac{m(m-1)}{k^2 + m^2}\int e^{kx}\cos^{m-2} x\, dx\right)$$

die Glieder der integrierten Reihe:

$$\int e^{kx}\cos x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2+1}(\sin x - k\cos x)$$

$$k\vartheta\int e^{kx}\cos^2 x\, dx = \frac{k\vartheta}{1\cdot 2}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+4}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)$$

$$\frac{k^2\vartheta^2}{2!}\int e^{kx}\cos^3 x\, dx = \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+9}\left(3\cos^2 x\sin x - k\cos^3 x - \frac{2}{k^2+1}(\sin x - k\cos x)\right)$$

$$\frac{k^3\vartheta^3}{3!}\int e^{kx}\cos^4 x\, dx = \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+16}\left(4\cos^3 x\sin x - k\cos^4 x - \frac{3\cdot 2}{k^2+4}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right)$$

usw.

Das Produkt der beiden Reihen hat analog den früheren die Form

$$i' = \frac{E_0}{L\alpha}(a_0 + k\vartheta a_1 + k^2\vartheta^2 a_2 + k^3\vartheta^3 a_3 + \cdots)$$

Für die Koeffizienten a ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$a_0 = \frac{1}{k^2+1}(\sin x - k\cos x)$$

$$a_1 = \frac{1}{k^2+1}\left(\frac{1}{2}\cos x\sin x - \frac{k}{2}\cos^2 x - \frac{1}{k^2+4}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right)$$

$$a_2 = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{k^2+1}\left(\frac{1}{3}\cos^2 x\sin x - \frac{k}{3}\cos^3 x - \frac{2}{3(k^2+4)}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right) - \frac{1}{k^2+9}\left(3\cos^2 x\sin x - k\cos^3 x - \frac{2}{k^2+1}(\sin x - k\cos x)\right)\right)$$

$$a_3 = \frac{1}{3!}\left(\frac{1}{k^2+1}\left(\frac{1}{4}\cos^3 x\sin x - \frac{k}{4}\cos^4 x - \frac{3}{4(k^2+4)}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right) - \frac{1}{k^2+9}\left(3\cos^3 x\sin x - k\cos^4 x - \frac{3}{k^2+4}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right) + \frac{1}{k^2+16}\left(4\cos^3 x\sin x - k\cos^4 x - \frac{3\cdot 2}{k^2+4}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right)\right)$$

Es kann nun bewiesen werden, daß a_n [illegible] Gleichungskombination

$$a_n = \frac{1}{n!}\left(\frac{1}{k^2+1}\left(\frac{1}{n+1}\cos^n x\sin x - \frac{k}{n+1}\cos^{n+1} x - \frac{n}{(n+1)(k^2+4)}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right) - \frac{1}{k^2+9}\left(3\cos^2 x\sin x - k\cos^3 x - \frac{2}{k^2+1}(\sin x - k\cos x)\right)\right)$$

$$+ \frac{1}{k^2+16}\left(4\cos^3 x\sin x - k\cos^4 x - \frac{3\cdot 2}{k^2+4}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right)\Bigg)$$

$$- \frac{1}{k^2+25}\left(5\cos^4 x\sin x - k\cos^5 x - \frac{4}{k^2+9}\left(3\cos^2 x\sin x - k\cos^3 x - \frac{2}{k^2+1}(\sin x - k\cos x)\right)\right)$$

$$+ \frac{1}{k^2+36}\left(6\cos^5 x\sin x - k\cos^6 x - \frac{5}{k^2+16}\left(4\cos^3 x\sin x - k\cos^4 x - \frac{3\cdot 2}{k^2+4}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right)\right)$$

$$- \frac{1}{k^2+49}\left(7\cos^6 x\sin x - k\cos^7 x - \frac{6}{k^2+25}\left(5\cos^4 x\sin x - k\cos^5 x - \frac{4}{k^2+9}\left(3\cos^2 x\sin x - k\cos^3 x - \frac{2}{k^2+1}(\sin x - k\cos x)\right)\right)\right)$$

$$+ \frac{1}{k^2+64}\left(8\cos^7 x\sin x - k\cos^8 x - \frac{7}{k^2+36}\left(6\cos^5 x\sin x - k\cos^6 x - \frac{5}{k^2+16}\left(4\cos^3 x\sin x - k\cos^4 x - \frac{3\cdot 2}{k^2+4}(2\cos x\sin x - k\cos^2 x - 2)\right)\right)\right)$$

$$- \cdots\Bigg)$$

Digitized by Google

so erhält man

$$A_0' = 0$$
$$A_1' = -\frac{1}{2k(k^2+1)}$$
$$A_2' = 0$$
$$A_3' = -\frac{3}{4k(k^2+1)(k^2+4)}$$
$$A_4' = 0$$
$$A_5' = -\frac{15}{16k(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)}$$

und daraus den Wert für die Gleichstromkomponente

$$J' = -\frac{E_0}{La}\left[\frac{\vartheta}{2(k^2+1)} + \frac{3k^2\vartheta^3}{4(k^2+1)(k^2+4)} + \frac{15k^4\vartheta^5}{16(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)} + \cdots\right],$$

oder, wenn man noch $k = \frac{w_0}{La}$ einführt,

$$J' = -\frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{La}{w_0}\left[\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{4\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{15\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots\right] \quad (3)$$

Gleichung (3) zeigt, daß bei einer Phasendifferenz $\frac{\pi}{2}$ zwischen E.M.K. und Widerstandsänderung die Gleichstromkomponente im allgemeinen nicht gleich Null ist. Eilt nicht die E.M.K. der Widerstandsänderung, sondern umgekehrt die Widerstandsänderung der E.M.K. um $\frac{\pi}{2}$ in der Phase voraus, so erhält man wegen

$$E = -E_0 \cos \alpha t \qquad w = w_0(1 + \vartheta \sin \alpha t)$$

eine ebenso große Gleichstromkomponente in entgegengesetzter Richtung.

Null wird die Gleichstromkomponente bei einer Phasendifferenz $\pm\frac{\pi}{2}$ nur in dem besonderen Falle, wenn $L = 0$ wird. Zum gleichen Ergebnisse führt die direkte Betrachtung dieses Spezialfalles.

Für $L = 0$, $w = w_0(1 + \vartheta \sin \alpha t)$ und

$$E = -E_0 \cos \alpha t$$

erhält man

$$-E_0 \cos \alpha t = i'' w_0 (1 + \vartheta \sin \alpha t)$$
$$i'' = -\frac{E_0 \cos \alpha t}{w_0(1 + \vartheta \sin \alpha t)}$$

und

$$J' = -\frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{d \sin \alpha t}{1 + \vartheta \sin \alpha t} = 0 \quad (4)$$

Besteht zwischen der E.M.K. und der Widerstandsänderung eine beliebige Phasendifferenz ψ, so daß

$$E = E_0 \sin(\alpha t + \psi) \qquad \text{(E.M.K. voreilend)}$$
$$w = w_0(1 + \vartheta \sin \alpha t),$$

so wird die Stromstärke

$$i_\psi = \frac{E_0}{La} e^{-kx + k\vartheta\cos x}\int e^{kx - k\vartheta\cos x}\sin(x+\psi)\,dx$$
$$= \frac{E_0}{La} e^{-kx+k\vartheta\cos x}\left[\cos\psi\int e^{kx-k\vartheta\cos x}\sin x\,dx + \sin\psi\int e^{kx-k\vartheta\cos x}\cos x\,dx\right]$$
$$= i\cdot\cos\psi + i''\sin\psi$$

und die Gleichstromkomponente

$$J_\psi = J\cos\psi + J'\sin\psi \quad (5)$$

Damit ist die Berechnung der Gleichstromkomponente bei beliebiger Phasendifferenz ψ auf die beiden behandelten besonderen Fälle $\psi = 0$ und $\psi = \frac{\pi}{2}$ zurückgeführt. Soll die Gleichstromkomponente $J_\psi = 0$ werden, so muß

$$tg\,\psi_0 = -\frac{J}{J'} = -\frac{w_0}{La}\cdot\frac{\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{8\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{5\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots}{\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{4\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{15\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots} \quad (6)$$

Digitized by Google

Für kleine Werte ϑ wird

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = -\frac{w_0}{La} \quad \text{E.M.K. voreilend.}$$

Die Phasendifferenz φ zwischen E.M.K. und Stromstärke ist in diesem Falle bekanntlich

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{La}{w_0} \quad \text{E.M.K. voreilend.}$$

Man erfährt: Die Gleichstromkomponente wird Null, wenn Strom- und Widerstandsphase um $\pm \frac{\pi}{2}$ sich unterscheiden.

Soll die Gleichstromkomponente J_φ ein Extremum werden, so muß

$$c\,J\cos\varphi + \frac{\partial J}{\partial \varphi}\sin\varphi = 0$$

werden.

$$-J\sin\varphi + J'\cos\varphi = 0$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{max} = \frac{J'}{J} = -\operatorname{ctg}\varphi_0 \quad (7)$$

Die Phasenverschiebung, bei der die maximale Gleichstromkomponente auftritt, ist um $\pm \frac{\pi}{2}$ von derjenigen unterschieden, für die die Gleichstromkomponente Null wird.

Für kleine Werte ϑ erreicht die Gleichstromkomponente ein Extremum, wenn Strom und Widerstandsänderung in Phase sind, beziehungsweise sich um eine halbe Periodendauer unterscheiden.

In dem besonderen Falle $L = 0$ (vgl. Gleichung 2 und 4) sind Strom und Spannung bei geringen Widerstandsschwankungen in Phase, daher gilt das vom Strom Ausgesagte hier auch von der Spannung.

Zur Berechnung des maximalen Gleichstroms hat man

$$\begin{aligned} J_{max} &= \cos\varphi_{max} J + \sin\varphi_{max} J' \\ &= \cos\varphi_{max}\,[J + \operatorname{tg}\varphi_{max} J'] \\ &= \cos\varphi_{max}\cdot\frac{J^2 + J'^2}{J} = \sqrt{J^2 + J'^2} \end{aligned} \quad (8)$$

Für kleine Werte ϑ erhalt man

$$\begin{aligned} J_{max} &= \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{\vartheta}{2}\Big/\left(1 + \frac{La^2}{w_0^2}\right)\sqrt{1 + \frac{La^2}{w_0}} \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{w_0^2 + L^2a^2}}\cdot\frac{\vartheta}{2} \end{aligned} \quad (9)$$

$$J_0 = \frac{E_0}{\sqrt{w_0^2 + L^2a^2}}$$

ist die Amplitude des Wechselstroms, der bei konstantem Widerstand w_0 im Kreise fließt, daher

$$J_{max} = J_0\cdot\frac{\vartheta}{2}.$$

Die maximale Gleichstromkomponente bei kleinen Widerstandsänderungen ist gleich der Amplitude des Wechselstroms, multipliziert mit $\frac{\vartheta}{2}$.

Zum Vergleich der hier gegebenen Rechnung mit bisher vorliegenden Versuchsergebnissen sei folgendes kurz zusammengestellt.

G. v. Ubisch bestimmte für einen durch den Wechselstromerzeuger selbst mechanisch erschütterten Mikrophonkontakt das Verhältnis zwischen der minderen Wechselstromstärke, dynamometrisch gemessen, und der Gleichstromkomponente, also nach der hier gewählten Bezeichnungsweise $\frac{J_\vartheta}{\sqrt{2}J}$. Leider fehlen Angaben über die Größe des Ohmschen und des induktiven Widerstands im Stromkreise. Bei 10 unterscheidbar gleichen Verhältnissen ausgeführten Versuchen änderte sich das angegebene Verhältnis allmählich zwischen den Werten 3.9 und 2.8. Diese sehr bedeutenden Schwankungen werden erklärlich durch eine allmähliche Änderung der Phasendifferenz zwischen Strom und Widerstandsänderung, die durch äußere Ursachen z. B. Lockerung der Befestigung des Mikrophonkontaktes am Generator entstehen kann.

Sahulka und später Cooper Hewitt haben die Erzeugung von Gleichstrom durch den periodisch veränderlichen Widerstand des Quecksilberlichtbogens zwischen einer Kohlen-Eisen-Elektrode einerseits und einer Quecksilberelektrode andererseits beobachtet: ersterer in Luft von Atmosphärendruck, letzterer im luftfreien Raume. Sahulka beobachtete hierbei außerhalb des Lichtbogens einen Gleichstrom in der Richtung von der Kohle oder Eisen zum Quecksilber, Hewitt einen Gleichstrom in der Richtung vom Quecksilber zum Eisen. Sahulka erklärt dies daraus, „daß sich bei seinen Sahulkas Versuchen infolge der schlechten Leitfähigkeit der Luft die feste Elektrode bis zum Glühen und Schmelzen erhitzt und daher von besser leitenden Dämpfen umgeben ist als die Quecksilberelektrode, während beim Cooper-Hewittschen Gleichrichter sich der Lichtbogen infolge der guten Leitfähigkeit des gasförmigen Mediums über den ganzen Querschnitt der Rohre ausbreitet, die feste Elektrode daher nur wenig erhitzt wird, während die Quecksilberoberfläche wegen des geringen Druckes leicht verdampft und daher eine besser leitende Umgebung hat als die feste Oberfläche". Man sieht: das Widerstandsminimum bei der Anordnung von Sahulka ist gegeben, wenn die Eisenelektrode Kathode ist; dagegen bei der Cooper Hewittschen Anordnung, wenn das

Digitized by Google

Quecksilber Kathode ist. Die Phasen der Widerstandsänderung in beiden Anordnungen unterscheiden sich um π, es müssen daher einander entgegengesetzte Gleichstromkomponenten auftreten. Auch die Richtungen des Gleichstroms in den beiden Fällen stimmen, wie man leicht sieht, mit der hier gegebenen Ableitung überein.

J. v. Geitler beobachtete das Auftreten einer Gleichstromkomponente in einem sekundären Schwingungskreise, sobald in letzterem eine Funkenstrecke in Tätigkeit, also ein variabler Widerstand vorhanden ist. Mit wachsender Länge der wirksamen Funkenstrecke fand v. Geitler eine Zunahme der Gleichstromkomponente bis zu einem extremen Wert, dann eine Abnahme über Null bis zu einem negativen Extremum und eine nochmalige Zunahme gegen Null. Es ist naheliegend, auch hier eine allmähliche Änderung der Phasenverschiebung zwischen Spannung und Widerstandsänderung mit wachsender Länge der Funkenstrecke anzunehmen; doch erscheint es fraglich, ob die Widerstandsänderung sich in diesem Falle durch einen Ausdruck von der hier eingeführten Form darstellen läßt.

Systematische Versuche über den Gegenstand dieser Abhandlung, die ich aus äußeren Gründen derzeit nicht ausführen kann, sollen einer zweiten Mitteilung vorbehalten bleiben.

Reichenberg, im April 1910.

(Eingegangen 11. April 1910.)

Die Aufzeichnung von Magnetfeldern mit dem Oszillographen.

Von C. Déguisne.

Der zeitliche Verlauf von Magnetfeldern wird, wenn es sich um rasche Änderungen ihrer Intensität handelt, gewöhnlich in der Weise untersucht, daß die in einer Hilfsspule induzierte elektromotorische Kraft (E.M.K.) gemessen und aus ihr auf die Feldänderung zurückgeschlossen wird. In vielen Fällen kann man die Kurve der E.M.K. durch den Oszillographen aufzeichnen lassen. Hat diese Kurve einen glatten Verlauf, so kann man wohl aus ihr durch Integration die Kurve des magnetischen Feldes ableiten. In den meisten Fällen ist dies jedoch nicht möglich oder zum mindesten sehr umständlich. Im folgenden soll eine Methode behandelt werden, die es ermöglicht, die Kurve des Magnetfeldes mit dem Oszillographen direkt aufzuzeichnen.

Läßt man das aufzunehmende Feld N auf eine Hilfsspule einwirken, so ist die in dieser entstehende E.M.K.

$$e = -\frac{dN}{dt} \cdot c,$$

wo c eine Konstante bedeutet. Schließt man diese Spule über einen Stromkreis mit dem Widerstand W und der Induktivität L, so tritt in letzterem eine E.M.K. der Selbstinduktion auf. Sei diese $\mathfrak{e}$ und der zustande kommende Strom i, so besteht die Beziehung

$$e + \mathfrak{e} = i \cdot W,$$

falls der Widerstand der Hilfsspule verschwindend klein oder in W einbezogen ist.

Nun ist aber

$$\mathfrak{e} = -\frac{di}{dt} \cdot L.$$

Demnach wird

$$-\frac{dN}{dt} \cdot c - \frac{di}{dt} \cdot L = i \cdot W$$

oder

$$-\frac{dN}{dt} = \left(\frac{di}{dt} + i \cdot \frac{W}{L}\right) \cdot C, \qquad (1)$$

wenn

$$C = \frac{L}{c}$$

gesetzt wird.

Wir machen nun in unserer Versuchsanordnung L und damit auch C zu einer Konstanten, indem wir im äußeren Stromkreis Spulen ohne Eisen verwenden. Ferner machen wir $\frac{W}{L}$ so klein wie möglich, so daß wir das Glied $i \cdot \frac{W}{L}$, von extremen Fällen abgesehen, gegenüber $\frac{di}{dt}$ vernachlässigen können. Dann gilt angenähert die Gleichung

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{di}{dt} \cdot C, \qquad (2)$$

d. h. die i-Kurve ist der N-Kurve ähnlich. Die i-Kurve kann aber durch den Oszillographen ohne weiteres aufgezeichnet werden.

Die Gleichung (2) gilt ohne Einschränkung, wenn $i = 0$, d. h. wenn die i-Kurve die Nullinie schneidet, hat ihr Gefälle den durch den Proportionalitätsfaktor der Gleichung (2) verlangten Wert; bei den Maximalwerten von i ist die Abweichung im Gefälle der beiden Kurven am größten.

Integrieren wir Gleichung (1) über den Zeitraum t_0 bis t, so erhalten wir

$$-N = \left(i + \frac{W}{L} \cdot \int_{t_0}^{t} i \cdot dt\right) \cdot C - (N_0 + i_0 \cdot C),$$

wobei N_0 und i_0 die zu t_0 gehörenden Werte sind.

Ist N eine periodische Funktion, so wird $\int i \cdot dt$, über eine Periode erstreckt, gleich Null.

Digitized by Google

Das Fehlerglied $\frac{W}{L}\int i \cdot dt$ braucht also nur hinsichtlich seines Einflusses innerhalb der Dauer einer Periode untersucht zu werden.

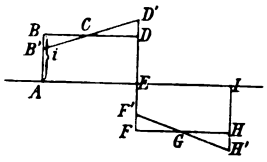


Fig. 1.

Es habe beispielsweise die i-Kurve die in Fig. 1 gezeichnete Form $ABDFHI$ mit der konstanten Ordinate i. Es sei $\frac{W}{L} = 10$, die Periodendauer $T = 0{,}02$ (Periodenzahl $\nu = 50$). Ist im Punkte C die Abweichung der i-Kurve von der N-Kurve gerade gleich 0 — das negative Vorzeichen von N und die Proportionalitätskonstante bleiben hier und im folgenden unberücksichtigt —, so beträgt ihr Fehler im Punkte D $^1/_4 \cdot 10 \cdot 0{,}02 \cdot i = 0{,}05\,i$, das sind 5 Proz. der Ordinate oder 2,5 Proz. der Strecke DF. Von F bis G nimmt der Fehler, da i sein Vorzeichen wechselt, wieder auf Null ab, um bis H wieder auf den gleichen Maximalwert zu steigen. Der wirkliche Verlauf der N-Kurve ist demnach $AB'D'F'H'I$, wobei die Größe des Fehlers stark übertrieben ist.

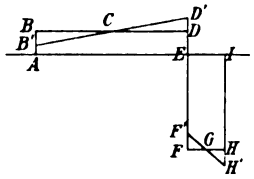


Fig. 2.

Für die Kurvenform der Fig. 2, wie sie z. B. dem Magnetfeld eines mit Wehneltunterbrecher betriebenen Induktors eigen sein kann, erreicht der Fehler unter den gleichen Voraussetzungen wie oben und wenn $AE = 0{,}8\,T$ angenommen wird, den Betrag $0{,}4 \cdot 10 \cdot 0{,}02 \cdot i = 0{,}08 \cdot i$; das sind 8 Proz. der Ordinate DE oder 1,6 Proz. der Strecke DF. Der richtige Verlauf der N-Kurve ist $AB'D'F'H'I$.

Verläuft N sinusförmig, so hat auch i Sinusform und der Einfluß des Fehlergliedes äußert sich darin, daß die i-Kurve gegen die N-Kurve nicht um 180°, wie das negative Vorzeichen in Gleichung (2) fordert, sondern um $(180 - \varphi)^0$ verschoben ist, wobei $\operatorname{tg}\varphi = \frac{W}{2\nu\pi L}$ ist. Für $\frac{W}{L} = 10$ und $\nu = 50$ wird $\operatorname{tg}\varphi = 0{,}03$ und $\varphi = 2^0$.

Die der geschilderten Methode anhaftende Ungenauigkeit fällt also in die Größenordnung der sonst bei oszillographischen Aufnahmen auftretenden Fehler, wenn ein Hilfsstromkreis verwendet werden kann, bei dem das Verhältnis des Widerstandes zur Induktivität den Wert 10 nicht wesentlich überschreitet, und wenn die Periodenzahl des aufzunehmenden Magnetfeldes nicht wesentlich unter 50 liegt. Die Fehler der Methode nehmen zu mit kleinerem ν und mit größerem $\frac{W}{L}$. Bei der praktischen Anwendung der Methode wird meistens das Verhältnis $\frac{W}{L}$ zu größeren Ungenauigkeiten der erhaltenen Kurve Veranlassung geben. Es soll daher im nachstehenden der erreichbare niedrigste Wert dieses Verhältnisses noch eingehender diskutiert werden.

Für eine Spule vom mittleren Radius r und der Windungszahl n berechnet sich nach J. Stefan[1]) die Induktivität L nach der Beziehung

$$L = 4\pi r \cdot n^2 \cdot f \cdot 10^{-9}\ \text{Henry},$$

wo f ein von den Dimensionen der Spule abhängiger Zahlenfaktor ist. Für eine Spule mit dem Radius $r = 7{,}5$, der Wicklungshöhe $a = 10$ und der Wicklungsbreite $b = 10$, alle Maße in Zentimetern gemessen, wird beispielsweise $f = 0{,}83$.

Der Widerstand wird berechnet durch die Gleichung

$$W = 2\pi r \cdot n \cdot \frac{4}{\pi \cdot \delta^2} \cdot \gamma \cdot 10^{-4}\ \text{Ohm},$$

wenn δ der Durchmesser des nackten Drahtes und γ der spezifische Widerstand des Drahtmaterials ist. Der Faktor 10^{-4} ist einzusetzen, wenn für γ der übliche, auf Meter und Quadratmillimeter bezogene Wert benutzt wird, während r und δ in Zentimetern gemessen sind.

Es wird dann das Verhältnis

$$\frac{W}{L} = \frac{2}{\pi \cdot f} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{1}{\delta^2} \cdot \gamma \cdot 10^5.$$

Nun läßt sich aber n durch die Höhe und Breite des Wickelraumes, oben durch a und b bezeichnet, ausdrücken, wenn der Durchmesser des umsponnenen Drahtes, d, in Zentimetern gemessen, bekannt ist. Es ist nämlich

$$n = \frac{a \cdot b}{d^2} \cdot 1{,}1.$$

Der Faktor 1,1 ist dadurch gerechtfertigt, daß bei rundem Drahtquerschnitt die einzelnen Windungen sich zwischen die Windungen der unter ihnen liegenden Schichten einbetten. Nunmehr wird

1) J. Stefan, Wied. Ann. **22**, 107, 1884.

Digitized by Google

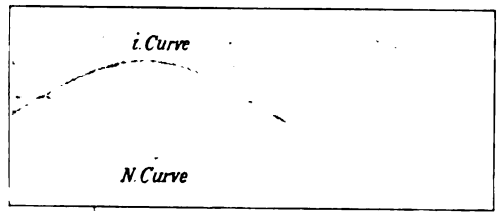
$$\frac{W}{L} = \frac{2}{1{,}1 \cdot \pi \cdot f} \cdot \frac{1}{a \cdot b} \cdot \left(\frac{d}{\delta}\right)^2 \cdot \gamma \cdot 10^5.$$

Das Verhältnis $\frac{W}{L}$ ist also unabhängig von der Windungszahl und von r nur insoweit abhängig, als der Zahlenfaktor f davon abhängt, d. h. in nur geringem Grade; dagegen ist es dem Querschnitt des Wickelraums umgekehrt proportional. Legen wir die schon oben angenommenen Werte zugrunde, nämlich $a = 10$ und $b = 10$, setzen wir ferner $\gamma = 0{,}0175$ und $\frac{d}{\delta} = 1{,}22$, so wird

$$\frac{W}{L} = 18{,}5.$$

Dieser Betrag ist fast doppelt so groß, als wir ihn in der Fehlerberechnung auf Seite 514 eingesetzt haben. Dazu kommt noch der Widerstand des Oszillographen und der im aufzunehmenden Magnetfeld liegenden Hilfsspule, durch den der Wert $\frac{W}{L}$ unter Umständen noch vergrößert wird. Andererseits ist zu berücksichtigen, daß eine Spule von den angenommenen Abmessungen etwa 30 kg wiegt, also recht unhandlich ist. Man ist demnach, wenn die der Methode anhaftenden Fehler die oben berechneten Grenzen nicht überschreiten sollen, auf die Verwendung von Eisen angewiesen. Auch mit Eisen kann man die Forderung einer konstanten Induktivität des Hilfsstromkreises erfüllen, wenn man den verwendeten Eisenkern mittels einer von Gleichstrom durchflossenen Magnetisierungsspule bis zum Maximum der Permeabilität sättigt und dafür Sorge trägt, daß der Oszillographenstrom die Sättigung nur in den Grenzen ändert, innerhalb deren die Permeabilität auf wenige Prozent konstant bleibt. Wirbelströme sind natürlich zu vermeiden, und um den Einfluß der Hysteresis auszuschließen, benutzt man einen kurzen, gedrungenen Kern ohne Eisenschluß.

Indessen lassen sich auch eisenfreie Spulen mit großem Verhältnis $\frac{W}{L}$ sehr wohl zur quantitativen Untersuchung von magnetischen Wechselfeldern benutzen, wenn die Periodenzahl der letzteren nicht allzu niedrig ist; denn die erhaltenen Kurven können in einfacher Weise korrigiert werden. Dazu ist die Kenntnis der Periodenzahl des untersuchten Feldes und des Verhältnisses $\frac{W}{L}$ des benutzten Hilfskreises erforderlich. Die erstere kann man aus der Umdrehungszahl der photographischen Trommel des Oszillographen bestimmen. Das letztere wird durch eine Eichung der Meßanordnung gefunden. Wie auf Seite 514 schon erwähnt, macht sich der Einfluß des Fehlergliedes bei einem sinusförmig verlaufenden Magnetfeld dadurch bemerkbar, daß die i-Kurve gegen die N-Kurve um einen Winkel von $(180 - \varphi)^0$ verschoben ist, wobei $\operatorname{tg} \varphi = \frac{W}{2\nu\pi L}$ ist. Nun ist aber das Magnetfeld, das in einer eisenfreien Spule erzeugt wird, mit dem Magnetisierungsstrom phasengleich. Beschickt man also eine eisenfreie Spule mit angenähert sinusförmig verlaufendem Wechselstrom und nimmt mit der einen Oszillographenschleife die Kurve dieses Stromes auf und gleichzeitig mit einer zweiten Oszillographenschleife unter Verwendung der zu eichenden Meßanordnung das erzeugte Wechselfeld, so erhält man zwei Kurven, von denen die erstere die N-Kurve, die letztere die i-Kurve darstellt. In Fig. 3 ist



Die Zeit läuft im Sinne des Pfeils.

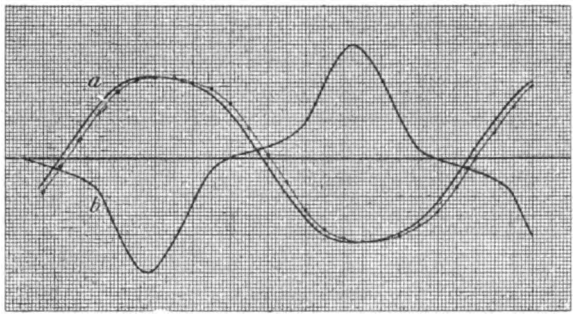
Fig. 3.

eine solche Aufnahme wiedergegeben. Die gegenseitige Verschiebung beider Kurven läßt sich mit genügender Schärfe abmessen. In Fig. 3 beträgt sie $\frac{1}{50}$ der Periodenlänge, also $\varphi = 7^0$. Ferner war $\nu = 46$. Aus der Beziehung $\operatorname{tg} \varphi = \frac{W}{2\pi\nu L}$ berechnet sich $\frac{W}{L} = 35$, in welchem Betrag der Widerstand des Oszillographen und der Hilfsspule enthalten ist. Eine Ungenauigkeit dieses Wertes um mehrere Prozent ist unbedenklich, da er nur als Faktor der Korrektionsgröße auftritt. Gleichzeitig kann durch eine solche Aufnahme der Maßstab der Ordinate der i-Kurve leicht bestimmt werden.

Die Korrektion und Auswertung einer aufgenommenen Feldkurve auf Grund dieser Eichung gestaltet sich mit Hilfe von Millimeterpapier und Rechenschieber recht einfach und braucht hier nicht näher erläutert zu werden.

Fig. 4 und Fig. 5 zeigen in den Kurven a zwei nach der geschilderten Methode erhaltene Feldkurven nebst der korrigierten Kurve, die etwas dünner ausgezogen ist und die zur Korrektur eingetragenen Punkte zeigt. Zusammen mit der Feldkurve wurde auch der Magnetisierungsstrom (Kurve b) aufgenommen. Aus der korri-

Digitized by Google



Die Zeit läuft im Sinne des Pfeils.
a Magnetfeld, *b* Magnetisierungsstrom.

Fig. 4.

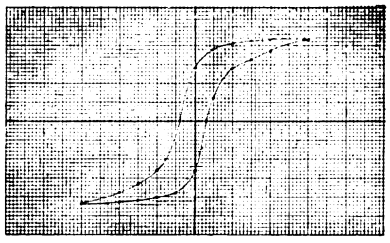
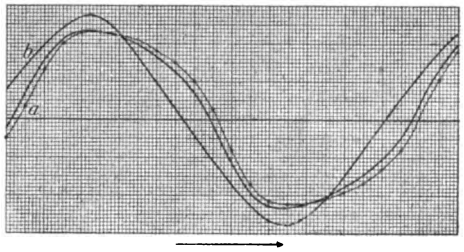


Fig. 4a.



Die Zeit läuft im Sinne des Pfeils.
a Magnetfeld, *b* Magnetisierungsstrom.

Fig. 5.

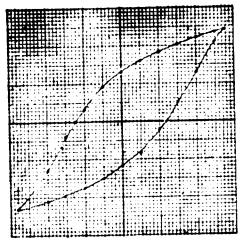


Fig. 5a.

gierten Kurve *a* und der Kurve *b* erhält man beispielsweise die sog. Hysteresisschleifen, die in den Figuren 4a und 5a wiedergegeben sind. Bei Fig. 4 bez. 4a war das Eisen stark gesättigt, während Fig. 5 bez. 5a zu einem ganz schwach gesättigten Eisenring gehört.

Elektrotechnisches Institut des Physikalischen Instituts zu Frankfurt a. M., April 1910.

(Eingegangen 21. April 1910.)

Das Aufbewahren der Hagelkörner und die Untersuchung der Mikrostruktur derselben.

Von Boris Weinberg.

Um das Studium der Mikrostruktur der Hagelkörner zu erleichtern (wenn nicht zu ermöglichen), habe ich einen Apparat (Fig. 1)

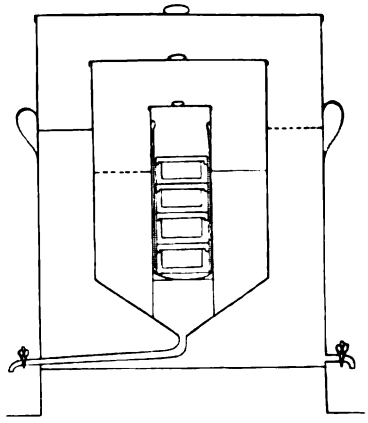


Fig. 1. ($^1/_{10}$ nat. Größe.)

konstruiert, um die Hagelkörner bis zur kalten Zeit aufzubewahren. Der Apparat besteht aus drei koaxialen Zylindern: der innere Raum ist für die Hagelkörner bestimmt, der mittlere für eine Mischung von Eis und Kupfersulfat (ungefähr im Verhältnis der Eutektik, $t = -1{,}6^0$), der äußere für Eis, welches eine Art von Schutzmantel bildet.

Während der Sommer von 1908 und 1909 habe ich nur einmal Hagel angetroffen, am 2./15. August 1909, als ich zu See auf dem Wege von Åland nach St. Petersburg war. Der Hagel dauerte etwa 3 Minuten, die Hagelkörner waren sehr klein (2—3 mm Durchmesser), doch ist es mir gelungen, 200—300 g Hagel zu sammeln und in Glasgefäße mit einer Mischung von ungefähr gleichen Teilen Benzol und Toluol, um das Zusammenfrieren der Hagelkörner zu vermeiden, unterzubringen. Ich dachte, daß diese Mischung von derselben Dichte wie Hagelkörner sein muß, doch erwiesen sich die Hagelkörner als schwerer.

Diese Hagelkörner habe ich nach Tomsk (Sibirien) mitgebracht, da untersucht und im Dezember in Moskau auf den XII. Kongreß der russischen Naturforscher und Ärzte gesandt, was als eine vollständige Prüfung der Möglichkeit, die Hagelkörner aufzubewahren, betrachtet werden kann. Dieser Versuch hat auch gezeigt, daß es besser wäre, wenn man anstatt einiger Tausende Hagelkörner, welche, besonders in den unteren Schichten, teilweise zusammen-

Digitized by Google

gefroren waren, nur einige Dutzend, aber abgesondert, aufbewahrte. Letzteres kann durch Einstecken der Hagelkörner in eine sehr zähe Flüssigkeit (Zylinderöl, Vaselin, Rizinusöl) von nur ungefähr gleicher Dichte erreicht werden.

Für die Untersuchung der Mikrostruktur der Hagelkörner machten Herr W. Dudezki und ich einen Dünnschliff. Zu diesem Zwecke rieb man zuerst eine Seite des Hagelkorns auf Schmirgelpapier oder schmolz sie durch die Wärme eines Fingers; dann legte man das Hagelkorn auf einen Objektträger, bis beide zusammenfrieren, nachdem man zuvor mit dem Finger die andere Seite des Objektträgers berührt hatte, und endlich polierte man die andere Seite des Hagelkorns in derselben Weise, wie die erste, bis die erforderliche Dicke erreicht wurde. Alle diese Manipulationen machten wir im Freien und sie waren desto leichter, je mehr die Temperatur der Luft unter 0^0 sank, doch waren sie auch möglich im Laboratorium bei Zimmertemperatur. Dazu mußte man die Objektträger, das Schmirgelpapier usw. mittels zweiwandiger Gefäße mit Mischungen von Eis und $NaCl$ kühlen.

Zum optischen Studium der Dünnschliffe diente entweder ein Polarisationsmikroskop (im Freien) oder eine Projektionslaterne L (im Laboratorium). Im letzteren Falle (Fig. 2) war der

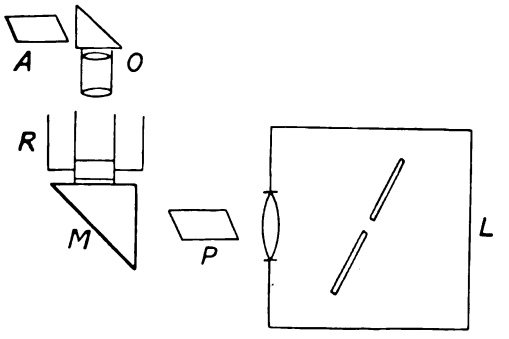


Fig. 2. L Projektionslaterne, P Polarisator, M Spiegel, R Kühlgefäß, O Objektiv, A Analysator.

Dünnschliff in ein zweiwandiges Kühlgefäß mit einem doppelten (um die Kondensation des Wasserdampfs zu vermeiden) Boden aus planparallelen Glasplatten gelegt; im Zwischenraum zwischen den Wänden befand sich eine Mischung von Eis und $NaCl$. Das reelle Bild des Schliffes wurde auf einen Schirm oder auf eine photographische („Autochrom-")Platte geworfen.

Die meisten Hagelkörner bestanden aus je einem kristallinischen Individuum (wie auch die „künstlichen Hagelkörner", Wassertropfen, welche in einer Mischung von Zimtöl und Leinöl von passender Dichte gefroren waren). Die Hagelkörner, welche aus mehreren kristallinischen Individuen bestanden, zeigten keine Regelmäßigkeit weder in bezug auf die Formen der Grenzflächen dieser Individuen, noch auf die Winkel zwischen ihnen, noch auf die Orientierung der Achsen der Kristalle. Die Achsen waren beliebig orientiert gegeneinander und auch in bezug auf die Lage des Milchkerns des Hagelkorns, welches im Dünnschliffe sich als eine Häufung von Luftblasen verschiedener Größe erwies.

Es würde mich sehr freuen, wenn mein Versuch ähnliche Untersuchungen hervorriefe, und andere Forscher das Glück hätten, größere oder eigentümlichere Hagelkörner aufzubewahren oder zu untersuchen, als es mir gelungen ist, weil nur in dieser Weise wir unsere lückenhaften Kenntnisse über die Entstehung des Hagels und die Einzelheiten der Bildung desselben wesentlich ergänzen können.

Physikalisches Laboratorium des Technologischen Instituts zu Tomsk.

(Eingegangen 4. Mai 1910.)

Bemerkung über Helligkeitsunterschiede auf der Sonnenscheibe.

Von Julius Fényi S. J.

Im Bande 37 der Memorie della società degli Spettroscopisti italiani habe ich S. 282 aus der Helligkeit einer Protuberanz auf der Sonnenscheibe den Schluß gezogen, daß das Licht der Protuberanzen nicht das zum Beobachter gebrochene Licht der Photosphäre der Sonne sein könne, weil durch kein optisches System die Flächenhelligkeit eines Gegenstandes erhöht werden kann. In dieser Zeitschr. **11**, 60, 1910 nimmt H. Julius Bezug auf dieses Argument und erklärt es mit Hinweisung auf seine vorangeschickten Erörterungen kurzweg als widerlegt. In den vorhergehenden Zeilen stellt Julius die Behauptung auf, daß es auf der Sonnenkugel Gebiete gebe, welche viel heller sind als die übrige Photosphäre, will also sagen, daß das vielmal stärkere Licht einer solchen Stelle durch normale oder anormale Brechung in mein Spektroskop gebrochen wurde, so daß die Protuberanz in 4mal hellerem Lichte erstrahlte als die daneben befindliche Photosphäre. Er schreibt: „Stellen, die beträchtlich heller sind als die Photosphäre im Durchschnitt, werden nun tatsächlich hier und da, selbst in den mittleren Teilen der Sonnenscheibe, beobachtet." Dieser Behauptung muß ich, wie hart es auch erscheinen mag, entgegenstellen, daß solche hellere Stellen

Digitized by Google

oder Gebiete auf der Sonne nicht vorkommen, weil sie nie gesehen wurden, weder im Helioskop, noch im Spektroskop. Hiermit ist die von H. Julius erdachte Erklärung der größeren Helligkeit der Protuberanz hinfällig und die Refutation meines gezogenen Schlusses widerlegt. Die Granulation kommt da nicht in Betracht; die Fackeln erscheinen aber nur dem Beobachter am Rande der Scheibe heller als ihre Umgebung, sind es aber in Wirklichkeit nicht, denn in der Mitte der Scheibe werden sie unsichtbar. Diese von H. Julius vorgebrachte Erklärung hat mit dem angeführten optischen Gesetz nichts zu tun; steht aber mit der Beobachtung im Widerspruch.

Gehen wir aber auf die weiter vorangehenden Erörterungen zurück, so finden wir mehrere Stellen, welche, so wie sie liegen und vom unbefangenen Leser verstanden werden, mit dem besagten optischen Gesetz in Widerspruch stehen. So lesen wir S. 59: „Ein verhältnismäßig kleines Gebiet in der Sonnenatmosphäre, in welchem die Dichte durch ein Maximum hindurchgeht und welches exzentrisch auf der Sonnenscheibe gesehen wird, wird auf der dem Mittelpunkt der Scheibe abgekehrten Seite dunkler erscheinen als die Umgebung und kann auf der dem Mittelpunkte zugewandten Seite heller sein als die Umgebung.“ Dieselbe Behauptung kehrt noch oftmals wieder. Es wird wohl schwer sein, diesen Worten eine solche Deutung zu geben, daß sie mit dem optischen Gesetz vereinbar seien.

H. Julius schließt seine Erörterungen an Fig. 1 an. Diese ist sehr verfänglich. Ein ahnungsloser Leser wird beim Anblick der Fig. 1, von der Klarheit der Darstellung bestochen, selbst einen Beweis darin erblicken, daß die Stelle Mm ja offenbar heller erscheinen muß als die übrige Photosphäre, da ja in diesem engeren Raum die Strahlen von der viel größeren Fläche der Photosphäre, von $f—d$ vereint und zusammengedrängt im parallelen Laufe in das Auge des Beobachters gelangen. Das ist aber nur ein Betrug der Phantasie. Kehren wir den Strahlengang um; lassen wir das parallele Bündel von der Photosphäre ausgehen, so sehen wir, daß diese Strahlen, aus der Masse M divergierend austretend, nur zum geringen Teil in das Auge des Beobachters gelangen. Das soll aber keine Beweisführung sein, sondern nur eine Erwiderung von gleicher Art gegen die erste Auffassung der Phantasie. Den Beweis bietet das optische Gesetz. Die Stelle Mm wird auch so, wie es die Figur darstellt, nicht heller erscheinen als die übrige Oberfläche, weil es nach dem Gesetz unmöglich ist, durch irgendwelche optische Mittel die Flächenhelligkeit für den Beobachter zu erhöhen.

Auch die Photogramme auf S. 71 zeigen keineswegs, daß durch Brechung eine größere Helligkeit einer Fläche erzeugt werden kann als jene ist, woher die brechende Masse ihr Licht empfangen hat. Die Glyzerintropfen treten gegen den Rand hin heller hervor, weil sie das Licht aus der helleren Mitte der Scheibe brechen und auf den dunkleren Rand sich projizieren. Das kann man aber nicht auf die Sonne übertragen: diese ist eine allseitig gleichhelle Kugel, hat gar keinen Rand. Die Sonnenscheibe erscheint nur uns am Rande dunkler; an Ort und Stelle ist alles gleich hell, wo sich eben die Massen mit den Dichtegradienten befinden müßten, ganz knapp über der Photosphäre. Da H. Julius selbst nicht in diesem Sinne argumentiert, so wird er offenbar allem diesem eine andere Deutung geben, welche mit dem optischen Gesetze nicht im Widerspruche steht.

(Eingegangen 19. März 1910.)

BESPRECHUNGEN.

F. Richarz, Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie verknüpft mit der Elektronentheorie. 8. IX u. 245 S. mit 69 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 7.—, gebunden M. 8.—

Infolge der großen Fortschritte auf dem Gebiete der Elektrizität in den letzten Jahren war das Bedürfnis nach einer möglichst einfachen Einführung in diesen interessantesten Zweig der Physik in weiten Kreisen fühlbar. Dem Studenten der Mathematik und Technologie, dem Oberlehrer u. a. waren die vorzüglichen Lehrbücher von Drude, Föppl usw. zu umfangreich und diffizil. Dieser fühlbare Mangel an einer ersten Einführung macht es daher erklärlich, daß gleich zwei Werkchen über die Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie in demselben Verlage erschienen; das eine hat Cl. Schaefer, das andere F. Richarz zum Verfasser. Den gemeinsamen Zielen entspricht auch eine ähnliche Auswahl und Einteilung des Stoffes; die Art der Behandlung ist indessen sehr verschieden und hier hat jedes Buch seine eigenen Vorzüge.

Das Buch von Richarz, mit dem wir uns hier näher beschäftigen wollen, zerfällt in acht Kapitel. Im ersten Kapitel werden auf möglichst einfache, aber nicht ganz strenge Weise die Maxwellschen Gleichungen abgeleitet. Erst im zweiten Kapitel wird die Theorie konsequent durchgeführt und auf die bestehenden Schwierigkeiten aufmerksam gemacht. Diesen Weg halte ich methodisch für durchaus praktisch, denn auf diese Weise erhält der Leser schnell einen gewissen Überblick und wird durch Anführung der Schwierig-

Digitized by Google

keiten nicht so leicht verwirrt und von der weiteren Lektüre abgeschreckt. Das dritte Kapitel behandelt die statischen Erscheinungen, das vierte die Leitungsströme, Kap. 5 die Kraftlinien und erweiterte Potentialtheorie, Kap. 6 den Elektromagnetismus und Kap. 7 die Induktion. Im Schlußkapitel werden schnelle Veränderungen besprochen; die elektrischen Wellen in Nichtleitern, das Gleiten der Wellen längs Leitern usw. finden ihre Behandlung; den Schluß bildet ein kurzer, prägnanter Abriß der elektromagnetischen Lichttheorie.

Bei diesem reichlich gebotenen Stoff ist besonders hervorzuheben die klare und scharfe Disposition und die bis ins kleinste gehende genaue Durcharbeitung, so daß man sofort einen Überblick über das Ganze gewinnt und sich stets zurechtfindet, auch wenn man das Buch nicht hintereinander durchlesen kann. Indessen sind die Vorkenntnisse nicht ganz unbedeutend, die an den Leser gestellt werden, nämlich Theorie der Differentialgleichungen, Potentialtheorie, analytische Mechanik usw.; auch setzt der Verfasser voraus, daß jeder Leser die Vorlesungen von Helmholtz, Kirchhoff und Boltzmann sowie seine „Neueren Fortschritte auf dem Gebiete der Elektrizität" während der Lektüre mitbenutzt. Etwas bedenklich ferner ist die Art der Literaturangabe, welche in Lehrbüchern bisher nicht üblich war und bei Nichtfachleuten, für die doch das Buch als Einführung gedacht ist, leicht ein ganz falsches Bild von der Bedeutung der einzelnen Arbeiten geben muß; dieser Fehler muß in der zweiten Auflage unbedingt vermieden werden. Indessen besitzt das Buch so große und eigenartige Vorzüge, daß es sich sicher zahlreiche Freunde erwerben wird und zwar in kurzer Zeit. Max Laugwitz.

J. M. Pernter, Meteorologische Optik. III. Abschnitt, S. 213—558. Mit zahlreichen Textfiguren. Wien, Wilh. Braumüller. 1906. M. 9.—

(Vgl. dazu diese Zeitschr. **3**, 398, 1902; **5**, 484, 1904.)

Der seit einiger Zeit vorliegende, noch von Professor Pernter selbst besorgte III. Abschnitt seiner meteorologischen Optik reiht sich den vorhergehenden Teilen in jeder Beziehung würdig an. Die gleiche Ausführlichkeit und gründliche Behandlung einer Reihe optischer Vorgänge in unserer Atmosphäre, die wohl jedermann bekannt sind, aber nichts destoweniger noch in mancher Hinsicht eingehender Erläuterung bedurften, bilden den wesentlichen Teil dieses Bandes. Der Autor behandelt darin die Erscheinungen, welche den verschiedenen Beimengungen der Atmosphäre in Form von Eisnadeln, Staubpartikelchen, Wassertropfen usw. zuzuschreiben sind.

Es gehören dahin zunächst die Haloerscheinungen, von denen der Autor eine vollständige Aufzählung derjenigen mit 22, 46 und 90° und der als Nebensonnen und Nebenmonde in dieser Kategorie auftretenden — durch zahlreiche Figuren, zum Teil nach alten Originalen erläutert — gibt. Daran schließt sich die physikalische Erklärung dieser Phänomene, wie sie von Descartes, Huyghens, T. Mayer und Mariotte versucht und schließlich von Brandes, Galle und Bravais gegeben worden ist. In wenige Worte zusammengefaßt gibt Pernter dieser die Form: „Die materielle und erzeugende Ursache der Haloerscheinungen sind die Eiskristalle der Eiswolken und Eisnebel, die formal erzeugende Ursache aber ist die Brechung und Reflexion der Sonnen- oder Mondstrahlen in diesen Eiskristallen".

Die Klassifikation der Eis- und Schneekristalle, besonders auf Grund der Beobachtungen und Mikrophotographien von Hellmann, Dobrowolski (Expedition der „Belgica") und Bentley und der neuen Untersuchungen von O. Szlavik auf dem Sonnblick als Säulen und Blättchen bezw. Sternformen führt zu der strengen physikalischen Erklärung über. Die Durchrechnung einiger Strahlen verschiedener Wellenlänge gibt dann auch den Anhalt für die Farbenfolge in den Haloerscheinungen. Die von Galle und Ekama beobachtete Zunahme des Abstandes der Nebensonne mit der Sonnenhöhe findet hier ebenfalls ihre richtige Erklärung. Der Verfasser führt dann auch die Experimente von Bravais und Cornu an, welche mit gutem Erfolg die Haloerscheinungen künstlich erzeugten, indem der erstere ein hexagonales Prisma um seine Hauptachse schnell rotieren ließ, und der letztere eine mit Alaunkristallen bedeckte Glastafel und später ein mit planen Flächen versehenes Gefäß mit Alaunlösung benutzte. Die Ausfällung der Kristalle in dem Gefäß wurde durch Zusatz von 15 bis 20 Proz. Alkohol (90proz.) begünstigt. Diese Methode eignet sich besonders zu Demonstrationszwecken.

Ein zweites Kapitel des Bandes beschäftigt sich mit den „Kranzerscheinungen", unter die Pernter die Höfe und farbigen Ringe kleinerer Art, wie Fraunhofer sie nennt, und die im Gegenpunkt der Sonne erzeugten Aureolen, Glorien und auch die bei uns als „Brockengespenst" bekannten Erscheinungen zusammenfaßt. Im letzten Falle handelt es sich hier nicht um die Schattenbilder, welche der Beobachter vor sich sieht, sondern wesentlich um die diese Silhouetten umgebenden Lichterscheinungen. Pernter rechnet hierher auch die sogenannten „irisierenden Wolken" [1]) und den „Heiligenschein", ein den Kopfschatten (auf Nebelwolken) umgebender Lichtkranz. Bei allen diesen Erscheinungen, mit Ausnahme der letzten, liegt das Rot am weitesten von der Lichtquelle und das Violett ihr am nächsten und die Kranzbildung schließt sich dieser oder ihrem Gegenpunkte unmittelbar an. Diese Umstände kennzeichnen die Phänomene sofort als solche, welche durch die Beugung des Lichtes an Staubteilchen, an Regen- oder Tautropfen zustande kommen. In der Tat lassen sich alle diese Erscheinungen ungezwungen auf diese Weise erklären, wie der Verfasser durch Vergleich der Theorie mit den Beschreibungen nachweist. Aus der umfangreichen Literatur werden besonders die Arbeiten von Fraunhofer, Schwerd, Mascart, Knochenhauer und Carl Exner über die Beugungserscheinungen angeführt. Bei der Erwähnung des sogenannten Bishopschen Ringes, der besonders nach den Eruptionen des Krakatau 1883 und des Mont Pelé 1902 in Erscheinung trat, vermißt Referent den Hinweis auf die umfangreichen Arbeiten Kieslings in Hamburg, allerdings hat dieser seine Untersuchungen im wesentlichen an die Dämmerungserscheinungen jener Jahre angeknüpft.

Einen bedeutenden Beitrag an Beobachtungsmaterial liefern für alle diese Phänomene die Höhenstationen und die Polarexpeditionen, so namentlich die Station auf dem Ben Nevis und auf dem Sonnblick und andererseits die Expeditionen der Polarjahre 1882/83, sowie Nordenskjölds Reisen und die Fahrt der „Belgica".

Im dritten und letzten Kapitel des III. Heftes behandelt der Verfasser die „Regenbogen". Vor allem bedauert er, daß so wenig zuverlässige Beschreibungen und Messungen des Regenbogens und seiner Nebenerscheinungen vorliegen. Er schreibt das dem Um-

---

1) Nicht zu verwechseln mit den „leuchtenden" Wolken, welche von O. Jesse und anderen vielfach beobachtet wurden. Diese gehören zu den Dämmerungserscheinungen.

Digitized by Google

stande zu, daß allgemein die Erklärung von Descartes (1637) als völlig ausreichend angesehen wurde und die Nebenbögen als zufällige Erscheinungen galten, deren Natur von Airy wiederum genügend aufgeklärt worden sei. Beides ist nun nicht zutreffend. Pernter gibt dann zunächst eine getreue Beschreibung des Regenbogens und bemerkt, daß ihm für diese Darstellung besonders die Aufzeichnungen der holländischen Beobachter von Nutzen gewesen seien. An die Erklärung des Strahlenganges bei der Reflexion des Lichtes im Wassertropfen, die rechnerisch einfach durchgeführt wird, knüpft der Verfasser einige recht instruktive Bemerkungen für die Demonstration der Vorgänge im Laboratorium und gibt die nötige Tabelle für Wasser und für Glas. In den Anmerkungen zum Text wird der Unterschied zwischen der Erklärung von Descartes und den von Airy und Pernter gegebenen vollständigeren erläutert.

Die Berechnung der Intensitätsverteilung und diejenige der Farbenwirkung, sowie die Erklärung der Nebenerscheinungen bilden den Schluß des vorliegenden Heftes. Leider hat der Tod des verdienten Verfassers die Fortsetzung der Meteorologischen Optik zunächst verzögert, es wäre aber sehr zu wünschen, daß von berufener Hand das wohl vorhandene weitere Material Professor Perntersz zum Abschluß des Werkes Verwendung finden möchte. L. Ambronn.

H. Poincaré, Thermodynamique. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Herausgegeben von J. Blondin. Paris, Gauthier-Villars. 1908.

Das vorliegende Werk wird im Kreise der Fachgenossen mit Interesse begrüßt werden, da es Eleganz der Darstellung mit mathematischer Strenge, wie es vom Autor erwartet werden konnte, glücklich vereinigt. Es ist hervorzuheben, daß der Rahmen des Werkes recht weit gespannt ist; der Inhaltsreichtum ist etwa zu vergleichen mit der bekannten Thermodynamik von W. Voigt. Besonders hinweisen möchte ich die Leser dieser Zeitschrift auf das letzte Kapitel: „Zurückführung der Prinzipien der Thermodynamik auf die allgemeinen Prinzipien der Mechanik". Der Autor bespricht hier vorzugsweise kritisch die Theorie von Helmholtz, die auf der Untersuchung der zyklischen („verborgenen") Bewegungen beruht. Er kommt zu dem Resultat, „daß die irreversibeln Vorgänge und das Clausiussche Theorem durch die Lagrangeschen Gleichungen nicht erklärt werden können". Nach Poincarés Ansicht bleiben zur Erklärung der irreversibeln Vorgänge nur diejenigen Theorien übrig, die auf der Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung beruhen.

Ein besonderer Vorzug des Werkes, namentlich für Studierende, dürfte darin bestehen, daß die historische Entwickelung nicht vernachlässigt worden ist. Cl. Schaefer.

Tagesereignisse.

Die **Universität Göttingen** gibt seit diesem Sommersemester mit Zustimmung des Kultusministeriums den Studierenden Gelegenheit, in der seit einigen Jahren errichteten Fachschule für Feinmechanik die praktische Handhabung der wichtigsten Handwerkszeuge und Arbeitsverfahren zu erlernen. Durch die Absolvierung solcher Kurse sollen die Studierenden der Naturwissenschaften, der Medizin und der Landwirtschaft, vor allem die künftigen Oberlehrer in die Lage versetzt werden, die für ihre eigenen Arbeiten in den Laboratorien unerläßliche Erfahrung und Geschicklichkeit in der Herstellung einfacher Apparate zu gewinnen. Mit den Übungen verbinden sich zweckentsprechend Vorträge auf dem Gebiete der Materialienkunde und der Technologie, auch Anleitung zur Anfertigung einfacher Maßskizzen.

---

82. Naturforscherversammlung zu Königsberg i. Pr. Abteilung II: Physik, Instrumentenkunde und angewandte Mathematik. Die Herren Fachgenossen werden höflichst gebeten, die rechtzeitige Herstellung des im Juli zum Versand gelangenden Programms dadurch zu unterstützen, daß sie Anmeldungen zu Vorträgen und Demonstrationen möglichst bis zum 10. Juni an den 1. Einführenden der Abteilung, Herrn Prof. W. Kaufmann, Königsberg i. Pr., Steindamm 6, einsenden.

Internationaler Kongreß für Radiologie und Elektrizität in Brüssel vom 13. bis 15. September 1910. Das vorläufige Programm ist bereits früher (diese Zeitschr. 10, 455, 1909) veröffentlicht; nunmehr ist das definitive erschienen, das gegenüber dem früheren eine etwas andere Einteilung der physikalischen Sektionen enthält. Das neue Programm, ferner die Liste der bis zum 20. März angemeldeten Vorträge und Mitteilungen, sowie ein Anmeldeformular sind dieser Nummer beigelegt.

Wegen der großen Zahl der schon jetzt angemeldeten Vorträge werden so viele parallel tagende Untersektionen gebildet werden, daß das gesamte Material bewältigt werden kann.

Die Versendung aller auf den Kongreß bezüglichen Mitteilungen ist in jedem Lande in die Hände einer besonderen Kommission gelegt; für Deutschland besteht sie aus:

Präsident: Geh. Regierungsrat Prof. Dr. Riecke, Universität Göttingen;
Sekretäre: Prof. Dr. Krüger, Technische Hochschule Danzig-Langfuhr, Prof. Dr. Albers-Schönberg, Direktor des Röntgeninstituts, Hamburg.

Wegen Zusendung von Anmeldungsformularen für die physikalische Sektion sowie Erteilung von Auskunft über alle den Kongreß betreffenden Fragen wolle man sich an Prof. Krüger wenden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Dresden Dr. Ing. Reinhard Hugershoff für Geodäsie.

Ernannt: Dr. L. J. Henderson zum assistant professor der biologischen Chemie an der Harvard-Universität in Cambridge.

Verliehen: Dem etatsmäßigen Professor für Physik an der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin und Privatdozent an der Universität daselbst Dr. Richard Börnstein der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozenten für physiologische Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Reginald Oliver Herzog der Titel Professor.

Gesuche.

Promov. Physiker

bereits Assistent gewesen, erfahren, in selbst. wissensch. Arbeiten **sucht** Stellung v. 1. X. 10. ab. Off. unter **K. L. 19** an die Expedition dies. Zeitschr.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

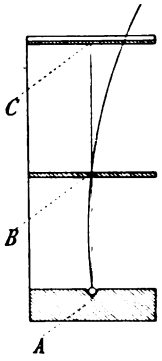


Fig. 1.

Fig. 2. *ThA* und *ThD*.

Fig. 3. Mesothorium 2 komplexe β-Strahlen.

Fig. 4. *ThX* und *ThA* und *ThD*.

Digitized by Google

Digitized by Google

1
P5852

Physikalische Zeitschrift

Herausgegeben von

E. RIECKE
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

und

H. TH. SIMON
o. ö. Professor
an der Universität Göttingen.

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Prof. Dr. M. ABRAHAM, Prof. Dr. L. AMBRONN, Prof. Dr. H. BORUTTAU, Prof. Dr. E. BOSE, Prof. Dr. A. COEHN, Prof. Dr. TH. DES COUDRES, Prof. Dr. W. KAUFMANN, Prof. Dr. H. LORENZ, Prof. Dr. E. MEYER, Prof. Dr. L. RHUMBLER, Prof. Dr. K. SCHAUM, Prof. Dr. G. C. SCHMIDT, Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Prof. Dr. E. WIECHERT, Prof. Dr. E. ZERMELO.

Redaktion: Professor Dr. **FRIEDRICH KRÜGER** in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich 5 Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich. (Jahresabonnement bei direkter Zustellung unter Kreuzband im Inland einschließlich Österreich-Ungarn 28 Mark, im Ausland 31 Mark.) Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 60 Pfennigen, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein. Abdruck von Originalartikeln ist nur mit Genehmigung der Redaktion und der Verlagsbuchhandlung gestattet.

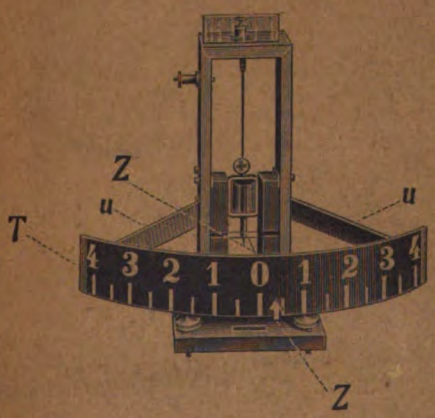
Alle die Redaktion betreffenden Zuschriften sind an Herrn Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den Verleger zu richten.

No. 12. | 15. Juni 1910. No. 322. | 11. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

Billige Präzisions-Schulapparate.



Vorlesungs-Drehspulen-Zeiger-Galvanometer (Nr. 3070).

Preis: M. 66.—

Das Bedürfnis an billigen Schulinstrumenten hat uns veranlaßt, Einrichtungen zu treffen, die uns die Anfertigung solcher unbeschadet ihrer Güte und Präzisionsausführung gestattet. Spezial-Katalog Nr. 31 über solche Apparate ist erschienen und ebenso wie illustrierte Preisliste Nr. 27, sowie Separatliste Nr. 29 über Saiteninstrumente und photographische Registrierapparate gratis und franko erhältlich.

Mit einer Beilage der Verlagsbuchhandlung von B. G. Teubner in Leipzig, betreffend: Wissenschaft und Hypothese.

Digitized by Google

REGISTER:

(Ph. T. = Physikalische Technik; B. = Besprechung.)

Seite

Abraham, M., Die Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens in der Relativtheorie 527
Anemometer: Ein registrierendes Vertikal- — zur Benutzung im Freiballon, v. P. Ludewig 543
Benedicks, C., Ein sehr einfacher Apparat für Gasverflüssigung. (Ph. T.) 547
Bewegungsgleichungen: Die — eines Massenteilchens in der Relativtheorie, v. M. Abraham 527
Blochmann, R., Grundlagen der Elektrotechnik. (B.) 551
Bornemann, G., Stöchiometrie. (B.) 550
Brunnenwasser: Notiz über die Radioaktivität des — zu Mülhausen i. Els., v. W. J. Müller 545
Buchholz, H., Das mechanische Potential. I. (B.) . . 550
Corbino, O. M., Die Verteilung der Isodynamen zwischen den Polen eines Elektromagnets und Anomalien des Zeemanphänomens 521
Dämpfung: — elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen, v. W. Eickhoff 547
Eickhoff, W., Dämpfung elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen . . 547
Einstein: Elektrostatischer Potentialmultiplikator nach A. —, v. C. u. P. Habicht 532
Elektrisches Elementarquantum: Über eine neue Methode zur Bestimmung des — und des Halbmessers des Wasserstoffatoms, v. A. E. Haas 537
Elektrische Schwingungen: Dämpfung — beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen, v. W. Eickhoff 547
Elektrizität: Lehrbuch der —, v. H. Pellat. III. (B.) 551
Elektromagnet: Die Verteilung der Isodynamen zwischen den Polen eines — und Anomalien des Zeemanphänomens, v. O. M. Corbino 521
Elektrotechnik: Grundlagen der —, v. R. Blochmann. (B.) 551
Elementarmathematik: Enzyklopädie der —, v. H. Weber u. J. Wellstein. III. (B.) 550
Elementarquantum: Über eine neue theoretische Methode zur Bestimmung des elektrischen — und des Halbmessers des Wasserstoffatoms, v. A. E. Haas. . . 537
Emission: Zur Frage der — von Spektrallinien durch Temperaturstrahlung, v. Ch. Füchtbauer. . . . 531
Enzyklopädie: — der Elementarmathematik, v. H. Weber u. J. Wellstein. III. (B.) 550
Fabry, E., Lehrbuch der allgemeinen Mathematik. (B.) 550
Fröhlich, J., Polarisation des gebeugten Lichtes. (B.) 551
Füchtbauer, Ch., Zur Frage der Emission von Spektrallinien durch Temperaturstrahlung 531
Funkenübergang: Dämpfung elektrischer Schwingungen beim — in verschiedenen Gasen, v. W. Eickhoff .
Gase: Dämpfung elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen —, v. W. Eickhoff . .
Gasverflüssigung: Ein sehr einfacher Apparat für —, v. C. Benedicks. (Ph. T.) . . . . . .
Haas, A. E., Über eine neue theoretische Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des Wasserstoffatoms . . . . . .
Habicht, C. u. P., Elektrostatischer Potentialmultiplikator nach A. Einstein . . . . . .
Heun, K., Lehrbuch der Mechanik. I. (B.) . . . . .
Induktionsapparat: Die Vorgänge im —, v. J. K. A. Wertheim-Salomonson . . . . . .
Isodynamen: Die Verteilung der — zwischen den Polen eines Elektromagnets und Anomalien des Zeemanphänomens, v. O. M. Corbino. . . . . .
Johnsen, A., Demonstration der Polarisationsazimute konvergenter Lichtstrahlen beim Austritt aus doppelbrechenden Kristallplatten . . . . . .
Korpuskulartheorie: Die — der Materie, v. J. J. Thomson. (B.) . . . . . .
Kristallinisch flüssige Substanzen: Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in —, v. G. Vieth
Kristallplatten: Demonstration der Polarisationsazimute konvergenter Lichtstrahlen beim Austritt aus doppelbrechenden —, v. A. Johnsen . . . . . .
Licht: Polarisation des gebeugten —, v. J. Fröhlich. (B.)
Lichtstrahlen: Demonstration der Polarisationsazimute konvergenter — beim Austritt aus doppelbrechenden Kristallplatten, v. A. Johnsen . . . . . .
Liebenthal, E., Praktische Photometrie. (B.) . . .
Ludewig, P., Ein registrierendes Vertikalanemometer zur Benutzung im Freiballon . . . . . .

(Fortsetzung Seite III.)

Gáti's Barrettersatz Type 4.

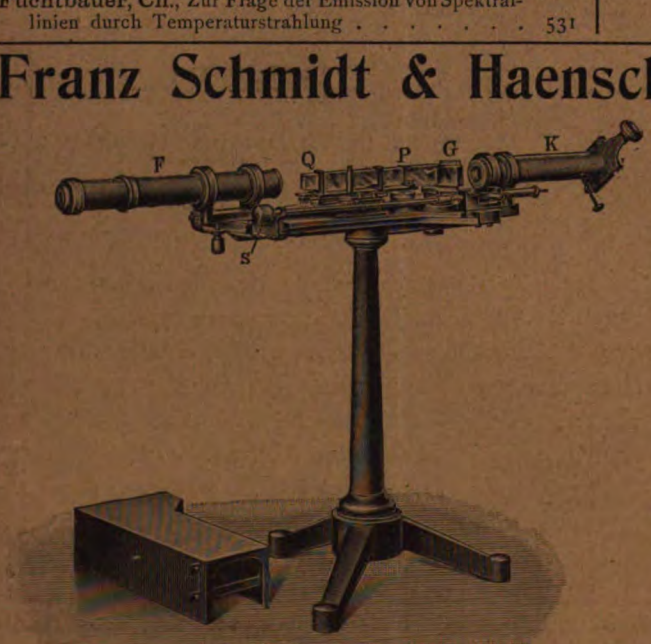
M. 200.—

Vertreter für Amerika:

Aurel Kozmutza

Elisabeth N.J., 259, Livingstone Street.

Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42, Prinzessinnenstrasse 16



Neues Interferenzspektroskop nach Lummer-Gehrcke.

Neue Apparate und Utensilien auf dem Gebiete der

Polarisation,
Spektroskopie,
Photometrie,
Projektion.

Apparate für **Spiegelablesung,**

sowie verschiedene **optische Spezialinstrumente.**

Preislisten kostenlos.

Digitized by Google

(Register.)

	Seite
Magnetische Drehung: Über die — der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen, v. G. Vieth	526
Massenteilchen: Die Bewegungsgleichungen eines — in der Relativtheorie, v. M. Abraham	527
Materie: Die Korpuskulartheorie der —, v. J. J. Thomson. (B.)	549
— Strahlende — und magnetische Strahlen, v. A. Righi. (B.)	549
Mathematik: Enzyklopädie der Elementar- —, v. H. Weber u. J. Wellstein. III. (B.)	550
— Lehrbuch der allgemeinen —, v. E. Fabry. (B.)	550
Mechanik: Lehrbuch der —, v. K. Heun. I. (B.)	551
Müller, W. J., Notiz über die Radioaktivität des Brunnenwassers zu Mülhausen i. Els.	545
Multiplikator: Elektrostatischer Potential- — nach A. Einstein, v. C. u. P. Habicht	532
Pellat, H., Lehrbuch der Elektrizität. III. (B.)	551
Photometrie: Praktische —, v. E. Liebenthal. (B.)	549
Polarisation: — des gebeugten Lichtes, v. J. Fröhlich. (B.)	551
Polarisationsazimute: Demonstration der — konvergenter Lichtstrahlen beim Austritt aus doppelbrechenden Kristallplatten, v. A. Johnsen	535
Polarisationsebene: Über die magnetische Drehung der — in kristallinisch flüssigen Substanzen, v. G. Vieth	526
Potential: Das mechanische —, v. H. Buchholz. I. (B.)	550
Potentialmultiplikator: Elektrostatischer — nach A. Einstein, v. C. u. P. Habicht	532
Radioaktivität: Notiz über die — des Brunnenwassers zu Mülhausen i. Els., v. W. J. Müller	545
Relativtheorie: Die Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens in der —, v. M. Abraham	527
Righi, A., Strahlende Materie und magnetische Strahlen. (B.)	549
Schwingungen: Dämpfung elektrischer — beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen, v. W. Eickhoff	547
Spektrallinien: Zur Frage der Emission von — durch Temperaturstrahlung, v. Ch. Füchtbauer	531
Stöchiometrie, v. G. Bornemann. (B.)	550
Strahlen: Strahlende Materie und magnetische —, v. A. Righi. (B.)	549
Temperaturstrahlung: Zur Frage der Emission von Spektrallinien durch —, v. Ch. Füchtbauer	531
Thermodynamik: Lehrbuch der —, v. J. D. van der Waals. (B.)	551
Thomson, J. J., Die Korpuskulartheorie der Materie. (B.)	549
Vertikalanemometer: Ein registrierendes — zur Benutzung im Freiballon, v. P. Ludewig	543
Vieth, G., Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen	526
Waals, J. D. van der, Lehrbuch der Thermodynamik. I. (B.)	551
Wasserstoffatom: Über eine neue theoretische Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des —, v. A. E. Haas	537
Weber, H. u. J. Wellstein, Enzyklopädie der Elementarmathematik. III. (B.)	550
Wellstein, J. u. H. Weber, Enzyklopädie der Elementarmathematik. III. (B.)	550
Wertheim-Salomonson, J. K. A., Die Vorgänge im Induktionsapparat	538
Zeemanphänomen: Die Verteilung der Isodynamen zwischen den Polen eines Elektromagnets und Anomalien des —, v. O. M. Corbino	521

C. Lorenz Aktiengesellschaft
Telephon- u. Telegraphen-Werke
Eisenbahnsignal-Bauanstalt
Berlin, S.O. 26
Elisabeth-Ufer 5-6

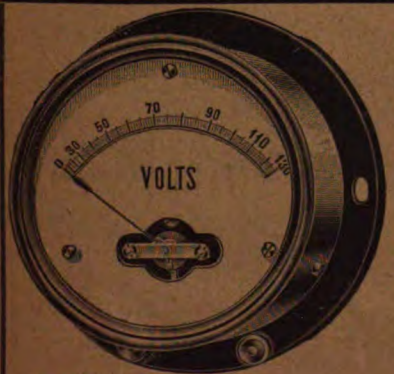
Folgende Sonderausgaben über

„Drahtlose Telegraphie"

sind erschienen und werden Interessenten kostenlos übersandt.

No. 136. **Leidener Flaschen, Anschlüsse und Flaschenbatterien.**
„ 139. **Selbstinduktions-Variometer.** D.R.P. und D.R.G.M.
„ 141. **Block-Kondensatoren.** D.R.G.M.
„ 142. **Drehplatten-Kondensatoren.** D.R.P. und D.R.G.M.

C. Schniewindt Neuenrade



Meß- Instrumente und **Wider-**stände für **Experi-**mentier-Zwecke.

Rob. Abrahamsohn, Berlin-Charlottenburg, Kantstr. 24.

Berthold Prange,
Optische Werkstatt,
Rixdorf II-Berlin.
Präzisions-Arbeiten
Glas, Quarz, Glimmer, Kalkspat, Steinsalz.
Spezialität:
Plan- und Parallel-Soleil-Babinets, Quarz-Normalplatten.
Katalog gratis.

Digitized by Google

F. Sartorius, Göttingen.

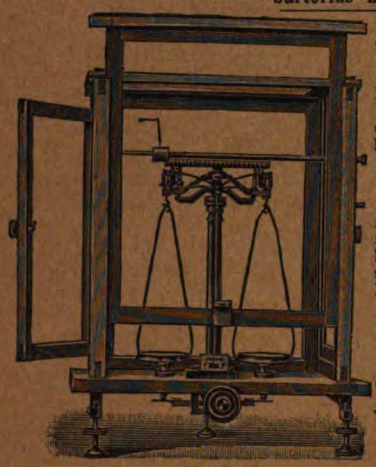
Vereinigte Werkstätten für wissenschaftl. Instrumente

von F. Sartorius, A. Becker und Ludwig Tesdorpf.

Waagen und Gewichte für wissenschaftliche, chemische und technische Zwecke.

Specialität: **Analysenwaagen** nur eigener bewährtester Construction. Man verlange ausdrücklich Original-Sartorius-Waagen, da Nachahmungen in den Handel gebracht werden.

Sartorius' neuer Wärmekasten



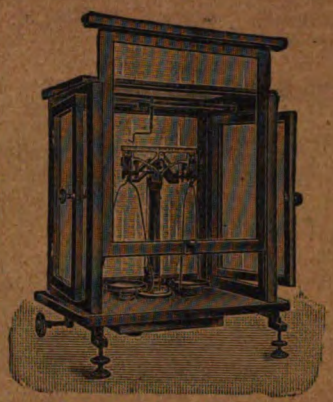
zum Brüten von Bacillen und zum Einbetten mikroskopischer Präparate in Paraffin für beliebiges Heizmaterial, unabhängig von Gasleitung mit vielfach prämiirter Wärmeregulirung.

Auf allen beschickten Ausstellung. präm., zuletzt Weltausstellung Brüssel, Diplome d'honneur und Preis 500 Frs., für beste Construction in Feinwaagen.

PARIS: Goldene Medaille, St. LOUIS: Grand Prix und goldene Medaille.

Kataloge in drei Sprachen gratis und franko.

Vertreter in allen Ländern.



Bestes Instrument dieser Art.

GPW

Eingetragene Schutzmarke

Analysen-wagen

sind 10 fach patentamtl. geschützt.

Die bedeutend verbesserten Konstruktionen entsprechen den Wünschen hervorragender Physiker und Chemiker.

Neu! Justierbarer **Mittel**achsenhalter, Patente ang.
Justierbarer **Endachsen**halter, Pat. ang.

Einzigste Spezialität der

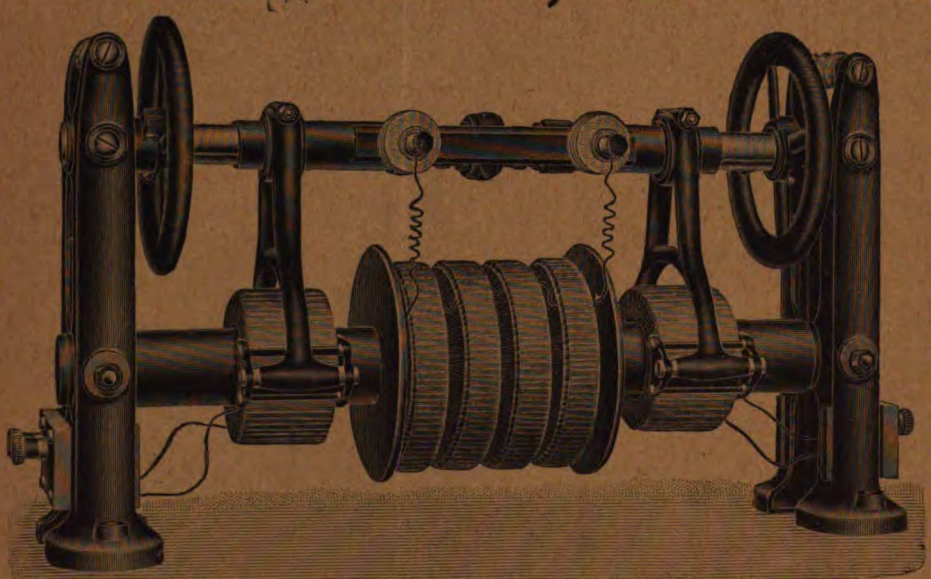
Göttinger Präzisionswagen-Fabrik

G. m. b. H.

Göttingen 42 (Hannover).

Kataloge auf Wunsch.

HANS BOAS, Berlin O. 27.



Alle Maschinen und Apparate zur Erzeugung schnell. Schwingungen.

Glimmlicht-Oszillographen und Oszilloskope, Thermodetektoren, Thermoelemente, Glimmlichtröhren, Metallspiegel.

Resonanztransformator für veränderliche Kopplung mit inkonstantem Kopplungsfaktor; höchster Nutzeffekt, kein Leerlaufstrom, für jede Kapazität, Periodenzahl und Leistung.

D.R.P.

Digitized by Google

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1910. Redaktionsschluß für No. 13 am 20. Juni 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

O. M. Corbino, Die Verteilung der Isodynamen zwischen den Polen eines Elektromagnets und Anomalien des Zeemanphänomens. S. 521.

G. Vieth, Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen. S. 526.

M. Abraham, Die Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens in der Relativtheorie. S. 527.

Chr. Füchtbauer, Zur Frage der Emission von Spektrallinien durch Temperaturstrahlung. S. 531.

C. u P. Habicht, Elektrostatischer Potential-Multiplikator nach A. Einstein. S. 532.

A. Johnsen, Demonstration der Polarisationsazimute konvergenter Lichtstrahlen beim Austritt aus doppelbrechenden Kristallplatten. S. 535.

A. E. Haas, Über eine neue theoretische Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des Wasserstoffatoms. S. 537.

J. K. A. Wertheim-Salomonson, Die Vorgänge im Induktionsapparat. S. 538.

P. Ludewig, Ein registrierendes Vertikalanemometer zur Benutzung im Freiballon. S. 543.

W. J. Müller, Notiz über die Radioaktivität des Brunnenwassers zu Mülhausen (Els.). S. 545.

W. Eickhoff, Dämpfung elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen. S. 547.

Physikalische Technik:

C. Benedicks, Ein sehr einfacher Apparat für Gasverflüssigung. S. 547.

Besprechungen:

J. J. Thomson, Die Korpuskulartheorie der Materie. S. 549.

A. Righi, Strahlende Materie. S. 549.

E. Liebenthal, Praktische Photometrie. S. 549.

H. Weber u. J. Wellstein, Enzyklopädie der Elementar-Mathematik. S. 550.

G. Bornemann, Stöchiometrie. S. 550.

E. Fabry, Lehrbuch der allgemeinen Mathematik. S. 550.

H. Buchholz, Das mechanische Potential. S. 550.

R. Blochmann, Grundlagen der Elektrotechnik. S. 551.

K. Heun, Lehrbuch der Mechanik. S. 551.

van der Waals, Lehrbuch der Thermodynamik. I. S. 551.

J. Fröhlich, Polarisation des gebeugten Lichtes. S. 551.

H. Pellat, Lehrbuch der Elektrizität. III. S. 551.

Tagesereignisse. S. 552.

Personalien. S. 552.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Verteilung der Isodynamen zwischen den Polen eines Elektromagnets und Anomalien des Zeemanphänomens. (Distribuzione delle linee isodinamiche tra i poli d'un elettromagnete e anomalie del fenomeno Zeeman.)

Von O. M. Corbino.

1. Über die tatsächliche punktförmige Verteilung der Feldwerte zwischen den Polstücken eines Elektromagnets wissen wir sehr wenig, denn sämtliche bekannte Methoden gestatten nur die Bestimmung eines mittleren Wertes in einer Fläche von nicht sehr kleiner Ausdehnung. Eine sehr geistreiche Methode, die wir Zeeman selbst verdanken, gründet sich auf das spindelförmige Aussehen des von den äußeren Komponenten des Tripletts umschlossenen Gebietes; sie ist nicht leicht zu handhaben und nur für sehr starke Änderungen in einem kleinen Gebiete des Feldes zu verwenden.

Ein weit bequemeres Verfahren ist dagegen das folgende, das mir die allgemeine Untersuchung des Feldes im ganzen Luftraum des Elektromagnets ermöglicht hat.

Ein kleines Glasgefäß von passender Gestalt und Größe wird zwischen den Polen des Elektromagnets angeordnet. Es enthält altes Bravaiseisen, das bekanntlich eine energische negative magnetische Doppelbrechung besitzt, wenn man darauf achtet, die Teile an der Oberfläche der Flasche nach langer Ablagerung zu benutzen. Mit einer Flüssigkeitsschicht von wenigen Millimetern und einem Felde von 20000 Einheiten kann man einige Zehntel Wellenlängen als Gangunterschied zwischen den Schwingungen parallel und jenen senkrecht zum Felde erhalten.

Das Gefäß wird zwischen gekreuzten Nicols unter 45^0 gegen die Feldrichtung angeordnet. Ein kreisförmiges Stück des Gefäßes von einigen Millimetern Durchmesser wird mit einem Bündel Sonnenstrahlen beleuchtet[1]).

Erregt man das Feld, so erscheint das Licht wieder mit ähnlicher Farbe, wie sie die Flüssigkeit in der Durchsicht aufweist; in Wirklichkeit fehlen aber in diesem Lichte einige Wellenlängen, und zwar die, für welche die Doppelbrechung ein ganzes Vielfaches der betreffenden Wellenlänge ausmacht.

Wenn das Feld gleichförmig wäre, würde man somit bei spektroskopischer Beobachtung ein großes Spektralgebiet erhalten (ein Teil davon wird von der Flüssigkeit bei einer gewissen

1) Es ist zweckmäßig, wenngleich nicht notwendig, auf das Gefäß mittels einer Linse von großer Brennweite das reelle und verkleinerte Bild einer Kreisblende zu entwerfen; das ist aber nur dann nötig, wenn man die nutzbare Menge des Sonnenlichtes vergrößern muß.

Digitized by Google

Schichtdicke absorbiert), das von Fizeau-Foucaultschen Streifen durchfurcht wäre. Bei den gewöhnlichen Polschuhen erscheint indessen das Spektrum kontinuierlich. Das kommt daher, daß die Doppelbrechung an den verschiedenen von dem Strahlenbündel durchlaufenen Stellen des Gefäßes verschieden ist, weil eben dort die Feldstärke verschieden ist. Wenn man aber mittels einer Linse ein reelles Bild des Gefäßes auf den Spalt des Spektroskops entwirft, so erscheinen alsbald die Streifen ganz deutlich; sie sind nicht mehr geradlinig und folgen nicht den Fraunhoferschen Linien. Ihre Gestalt und ihre Lage im Spektrum ändern sich merklich, wenn man (wie bei den spektroheliographischen Methoden) die Lichtscheibe, welche das Bild des beleuchteten Teiles des Gefäßes bildet, mit dem Spalte absucht. Da nun die Doppelbrechung proportional dem Quadrate der Feldstärke und umgekehrt proportional dem Quadrate der Wellenlänge ist, so bezeichnet die Gestalt des einzelnen Streifens bezogen auf eine Fraunhofersche Linie (in einem Normalspektrum, und bis auf eine Konstante) die Kurve, welche die Feldstärke an den verschiedenen Punkten des beleuchteten Teiles des Gefäßes, die den verschiedenen Spaltpunkten entsprechen, wiedergeben würde.

Unter Benutzung eines geradsichtigen Spektroskops, das um seine Achse drehbar ist, kann man den Verlauf des Feldes längs der einzelnen Punkte irgendeines Durchmessers des kreisförmigen Bildes verfolgen, insbesondere längs des vertikalen und des horizontalen Durchmessers. Unter diesen Verhältnissen wird die Untersuchung der Feldverteilung besonders einfach und lehrreich. Verwendet man nun die beiden Polschuhe von der von Weiß angegebenen Normalform, wo der eine voll, der andere durchbohrt ist (siehe Fig. 1), und bringt man den

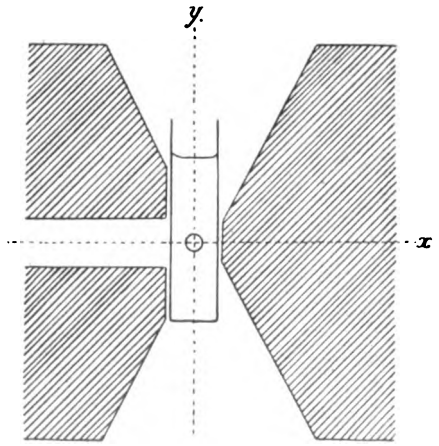


Fig. 1.

Spalt parallel zum vertikalen Durchmesser y des Lichtkreises an, so zeigen die Streifen ein ganz leicht gekrümmtes Aussehen; sie werden mehr und mehr gerade, wenn man die zu y parallelen von dem massiven Pole A weiter entfernten Sehnen untersucht.

Dies beweist, daß das Feld längs der Achse y, zumal in einer gewissen Entfernung vom Pol, merklich dieselbe Intensität hat. Die Schwankungen überschreiten nicht den Betrag von 2 v. H. Wenn man aber den Spalt horizontal anordnet, so daß man den Durchmesser x des Kreises untersucht, so erscheint das Spektrum von Streifen durchfurcht, die das merkwürdige Aussehen der Fig. 2 zeigen. Sie sind leicht ge-

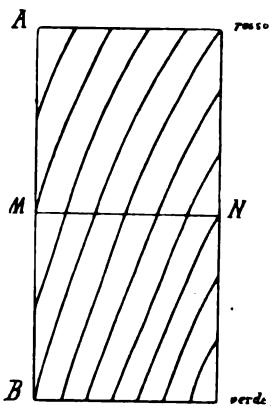


Fig. 2.

krümmt und stark gegen die horizontale Spaltrichtung geneigt. Jede Fraunhofersche Linie, wie die Linie MN, wird somit von verschiedenen Streifen in mehreren Punkten geschnitten. Beispielsweise entsprach bei einem Versuche, wo die Polflächen etwa 7 mm voneinander entfernt waren, und wo die Spektralbreite MN einem mittleren Teile des Gefäßes von 2 mm entsprach, die Doppelbrechung im Punkte M 10 Wellenlängen und stieg im Punkte N auf 16 Wellenlängen; die Linie MN wurde also siebenmal von den Streifen geschnitten. Das beweist, daß man um kaum 2 mm in Richtung der Achse x fortzuschreiten braucht, damit sich die Feldstärke (die ja der Quadratwurzel aus der Doppelbrechung proportional ist) allmählich von 1 auf 1,27 ändert, also eine Änderung um 27 v. H. erfährt. Die Feldstärke ist, wie natürlich, an dem Ende des Durchmessers x, der dem Pole A zunächst liegt, am größten[1]).

1) Da das Gefäß eine Dicke von ungefähr einem halben Zentimeter hat, so gibt die an den verschiedenen Punkten beobachtete Doppelbrechung in Wahrheit ein Integral über den Effekt längs des durch das Gefäß hin-

Digitized by Google

2. Man kann auch eine abweichende Anordnung benutzen, die darin besteht, daß man das ganze Gefäß mit monochromatischem Licht beleuchtet. Beobachtet man dann direkt mit einem Fernrohr, so erscheint das Bild durchzogen von zahlreichen Streifen, von denen jeder einzelne die Punkte des Feldes miteinander verbindet, in denen die Feldstärke konstant ist, also einer Doppelbrechung von einer, zwei, drei usw. Wellenlängen entspricht. Somit sind auf dem Gefäß direkt die Isodynamen des Feldes zu sehen, die den Feldstärken $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ usw., je nach der Ordnungszahl des betrachteten Streifens, entsprechen.

Diese Streifen lassen sich auch ohne große Schwierigkeit photographieren, und liefern dann sehr nützliche objektive Unterlagen für das Studium des Feldes im Luftraume für verschieden gestaltete Polschuhe.

Für eine eingehende Erforschung des Feldes ist es offenbar zweckmäßig, daß die Isodynamen möglichst dicht und zahlreich sind. Da man nun von einer zur nächsten durch einen Zuwachs der Doppelbrechung um eine Wellenlänge gelangt, und da die Doppelbrechung dem Quadrate der Wellenlänge des benutzten Lichtes umgekehrt proportional ist, so muß man möglichst monochromatisches Licht anwenden.

Es ist nun nicht leicht, genügend monochromatisches Licht in dem Spektralgebiete zu erhalten, wo das Bravaiseisen bei einer gewissen Schichtdicke genügend durchsichtig ist.

Um nämlich in einem Felde von ungefähr 15000 Gauß ein Dutzend Isodynamen verschiedener Ordnung zu erhalten, bedarf es einer sehr aktiven Flüssigkeitsschicht von nicht weniger als 4 mm Dicke, und in dieser Schichtdicke ist das Licht des Quecksilberbogens, das Cotton und Mouton bei ihren Untersuchungen über das Majoranaphänomen benutzt haben, nicht mehr ausreichend; ebensowenig genügt es, das weiße Licht durch die üblichen gefärbten Gläser oder Flüssigkeiten zu filtrieren, denn dabei wird kaum der vierte oder fünfte Streifen sichtbar, und auch diese büßen jegliche Schärfe ein.

Das Verfahren, das mir hinsichtlich der nutzbaren Lichtmenge und der Homogenität des Lichtes die besten Ergebnisse geliefert hat, ist folgendes:

Ein Bündel Sonnenstrahlen beleuchtet direkt, ohne Spalt, ein Rowlandsches Konkavgitter mittlerer Größe (geteilte Fläche $5 \times 2{,}5$ cm, Brennweite etwa 1 m). Man erhält dann in geringem Abstande von dem Gitter (weniger als 1 m entfernt) ein sehr helles Spektrum von genügender Dispersion. Seine Reinheit ist nicht sehr groß, denn man erkennt kaum einige Fraunhofersche Linien; sie genügt aber für den Zweck. Wenn man nun in der Ebene, wo das Spektrum am reinsten ist, einen Spalt von etwa $^1/_2$ cm Breite aufstellt und das austretende Licht benutzt, um das Gefäß zwischen gekreuzten Nicols zu beleuchten, so ist das Gesichtsfeld genügend stark beleuchtet, und die Streifen bis über den fünfzehnten hinaus, sind deutlich ausgezeichnet. Man muß natürlich den geeigneten Teil des Spektrums, zwischen Rot und Orange, benutzen und mittels passender Linsen das durch die Nicols hindurchgehende Strahlenbündel begrenzen, um möglichst geringe Lichtverluste zu erhalten. Es erscheint mir überflüssig, bei diesen Einzelheiten, die in der Optik beständig vorkommen, länger zu verweilen. Ich beschränke mich darauf, die Wirksamkeit des Gitters hervorzuheben, als des einzigen Apparates, der gestattet, ohne Linsen und Spalte ein stark dispergiertes und genügend reines Spektrum in geringem Abstande vom Apparate selbst zu erhalten, was nicht ohne Wert ist, wenn der Experimentator keinen großen Raum zur Verfügung hat.

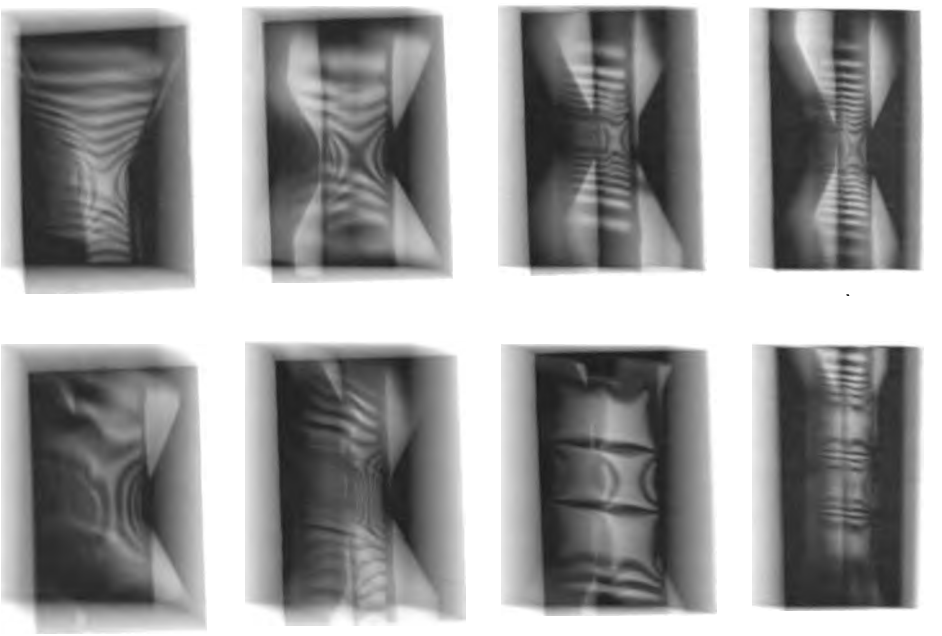
Bei der Herstellung der photographischen Aufnahmen[1]) entwarf ich (unter Ausnutzung des gesamten durchgehenden Lichtes) ein reelles Bild des Gefäßes von ungefähr derselben Größe in die Ebene, wo sich die Kassette mit der Platte befand. Die Farbe des verwendeten Lichtes wählte ich unter Berücksichtigung der nach Rot zu geringeren selektiven Absorption der Flüssigkeit und der nach Grün hin zunehmenden Empfindlichkeit der photographischen Platte. Für die direkte Betrachtung war natürlich eine geringere Lichtmenge erforderlich, und somit konnte die Homogenität des benutzten Lichtes gesteigert werden; daher war die Schärfe der Streifen viel größer, als sie in den Photographien erscheint.

Es waren noch weitere Vorsichtsmaßregeln erforderlich. Vor allen Dingen mußte während der Expositionsdauer (ungefähr 5 Minuten) die Feldstärke konstant gehalten werden, um eine Verschiebung der Streifen zu vermeiden, die bei denen hoher Ordnung sehr leicht auftritt. Zu diesem Zwecke verwendete ich im Elektromagnetkreise einen Rheostaten, mit dessen Hilfe ich die Stromstärke konstant halten konnte. Außer-

durchlaufenden Lichtstrahles. Da aber der Verlauf der Kraftlinien in der Achse x eine Symmetrieachse besitzt, und da die Änderungen der Feldstärke in der Richtung der Achse y klein sind, so werden sie auch in Richtung des Lichtstrahles klein sein. Es war daher im vorliegenden Falle nicht nötig, dem Gefäße eine ganz geringe Dicke zu geben.

1) Hierbei hat mich Herr G. Trabacchi mit Geschick und Verständnis unterstützt, wofür ich ihm hiermit herzlichst danken möchte.

Digitized by Google



Digitized by Google

dichter, und man gelangt längs der Achse von der vierten zur achten Isodyname auf einer Gesamtstrecke, die in Wirklichkeit 3 mm betrug. Wir finden somit die Änderung um etwa 13 v. H. auf das Millimeter längs der Achse wieder, das wir nach der anderen Methode erhalten hatten. Man erkennt auch auf den ersten Blick aus der Gestalt der Isodynamen, daß das Feld in der Nähe der Achse in transversaler Richtung merklich konstant ist, während es sich in longitudinaler Richtung so schnell ändert; hierdurch werden die nach der anderen Methode erhaltenen Ergebnisse bestätigt.

Die Aufnahmen 6 und 7 wurden mit den beiden durchbohrten Polschuhen des Elektromagnets nach Weiß gemacht.

Die Aufnahme 6 bietet wenig Interesse, weil bei der geringen Aktivität der Flüssigkeit kaum der vierte, doppelte Streifen in dem die Bohrung umgebenden Kreisringe erhalten wurde.

Viel interessanter ist die Aufnahme 7. Sie wurde mit einem Polabstande von 7 mm und einer aktiveren Flüssigkeit gewonnen. Wir haben hier eine Reihe von acht Streifen, dann den neunten, der fast den ganzen Kranz um die Bohrung einnimmt, darauf in absteigender Ordnung die Streifen 8, 7, 6, 5, und zwischen den Bohrungen den Streifen vierter Ordnung; jenseits wiederholt sich das Phänomen symmetrisch.

Die Ordnung der Streifen erkennt man leicht aus ihrer Bewegung bei Steigerung der Stromstärke. In jedem Falle besteht zwischen zwei unmittelbar benachbarten Streifen eine Differenz in der Ordnungszahl von ± 1; überdies ist die Erscheinung stets symmetrisch zur Polachse.

Wie ich bereits oben erwähnt habe, mißt die in jedem Punkte des Gefäßes beobachtete Doppelbrechung das Integral über den Effekt längs des hindurchgehenden Lichtstrahles. Wenn daher das Feld auf der Bahn dieses Strahles verschiedene Intensität hat, so werden die Streifen nicht genau die Isodynamen aufzeichnen, und zwar um so weniger genau, je größer die Dicke des Gefäßes ist.

Nun bestätigen Versuche mit dünneren als den bisher benutzten Gefäßen (bis hinab zu 1 mm), Versuche, bei denen die Streifen weniger zahlreich sind, die in den Photographien wiedergegebenen allgemeinen Ergebnisse und beweisen somit, daß längs des Lichtstrahles auf der kurzen Strecke innerhalb des Gefäßes die Änderungen der Feldstärke nicht wesentlich sind. Daß dies der Fall sein muß, ersieht man auch aus der Beobachtung, daß das Feld ein Rotationskörper um die Achse des Elektromagnets ist, und daß der Feldgradient längs des Lichtstrahles in der Nähe der Achse mit dem transversalen Gradienten identisch wird und noch kleiner ist, wenn man sich etwas von der Achse entfernt, da der Strahl das Gefäß tangential zum einen Rotationskreise durchläuft, der eine Isodyname ist. Nun ist der transversale Gradient in der Nähe der Achse kleiner als 1 v. H. per Millimeter, wie auch aus allen Untersuchungen über das Zeemanphänomen hervorgeht; der größte Fehler war somit bei dem Gefäß von 4 mm Dicke kleiner als 4 v. H., und die Änderungen des Fehlers von Punkt zu Punkt beträchtlich kleiner, so daß sich eine zu vernachlässigende Deformation der Streifen gegenüber den wahren Isodynamen ergibt.

Ich will noch auf eine Eigentümlichkeit der Methode hinweisen, aus der man Nutzen ziehen kann.

Die Streifen stellen die Isodynamen der Komponente des Feldes in der Ebene normal zu den Lichtstrahlen dar; sie stellen sie aber auch dar, wenn die Richtung dieser Komponente von Punkt zu Punkt veränderlich ist; nur wird in diesem Falle die Helligkeit des Hintergrundes, von dem sich die dunklen Streifen abheben, von Punkt zu Punkt verschieden sein, und die Streifen werden nur an den Stellen verschwinden, wo die Komponente des Feldes in der Richtung eines der gekreuzten Nicols orientiert ist.

Tatsächlich kann man feststellen, daß sie sich nicht verschieben, wenn man das ganze System der beiden stets auf Dunkelheit eingestellten Nicols dreht, sondern daß sich nur die Helligkeit des Hintergrundes ändert, auf dem sie sich abzeichnen.

Es ist daher interessant, die Form der Streifen für den Fall von Polschuhen verschiedener Gestalt aufzusuchen, da man damit die Lösung von interessanten Problemen aus der Theorie des Magnetismus und aus der Elektrotechnik erhalten kann.

3. Vorderhand können wir aus den gewonnenen Ergebnissen eine wahrscheinliche Erklärung für einige ernste Anomalien ableiten, die in neuerer Zeit beim Studium des Zeemanphänomens beobachtet worden sind.

Eines der wichtigsten Ergebnisse, die man kürzlich beim Studium des Zeemanphänomens erhalten hat, betrifft die merkliche Ungleichheit zwischen dem Abstand der äußeren Komponenten des Tripletts bei Beobachtung normal zu den Kraftlinien und jenem zwischen den Komponenten des in der Feldrichtung sichtbaren Dupletts. Diese zuerst von Tenani[1]) beobachtete, dann unabhängig von Nagaoka[2]) gefundene Ungleichheit ist unvereinbar mit der kinematischen Deutung des Zeemanphänomens[3])

1) Lincei Rendic. **18**, 677, 1909; **19**, 198, 1910.
2) Nature, S. 188, August 1909.
3) Alle übrigen bisher festgestellten Anomalien und

Digitized by Google

dem mußten die höchsten Feldstärken ausgeschlossen werden, weil eine starke Erwärmung der Wickelung und des Eisens sich der Flüssigkeit mitteilt und die Konstante ihrer magnetischen Doppelbrechung verändert.

Schließlich waren Verschiebungen in der Richtung der Sonnenstrahlen zu vermeiden, durch welche sich die mittlere Wellenlänge des von dem Spalte ausgenutzten Spektralgebietes etwas verändert, so daß man eine merkliche Verschiebung der Streifen erhalten würde. Auf jeden Fall waren die Schwierigkeiten nicht sehr groß, und sie sind natürlich nicht mehr vorhanden, wenn man sich mit der direkten Betrachtung begnügt, bei welcher das Phänomen nicht nur viel deutlicher, sondern auch viel interessanter ist, weil man die bei einer Änderung des Magnetisierungsstromes auftretende Bewegung der Streifen verfolgen und somit mit Leichtigkeit die Ordnungszahl der Isodynamen feststellen kann, die zuweilen in verschiedenen Teilen des Feldes dieselbe ist.

Alle übrigen Aufnahmen wurden mit zwei Glasgefäßen von 4 mm Dicke und rechteckiger Gestalt ausgeführt. Das eine, größere, Gefäß gestattet, die Polschuhe einander bis auf etwa 11 mm zu nähern; das andere, kleinere, gestattet eine Annäherung bis auf 7 mm. In dem erstgenannten Gefäße kam eine weniger aktive Flüssigkeit zur Verwendung.

Die Aufnahmen 2, 3, 3*b* wurden mit undurchbohrten Polschuhen gewonnen, die in ebenen Scheiben von etwa 5 mm Durchmesser endeten. In der Aufnahme 2 sind die Streifen bis zum sechsten zu sehen, in der Aufnahme 3 bis zum achten Streifen, der die beiden Zweige einer Art

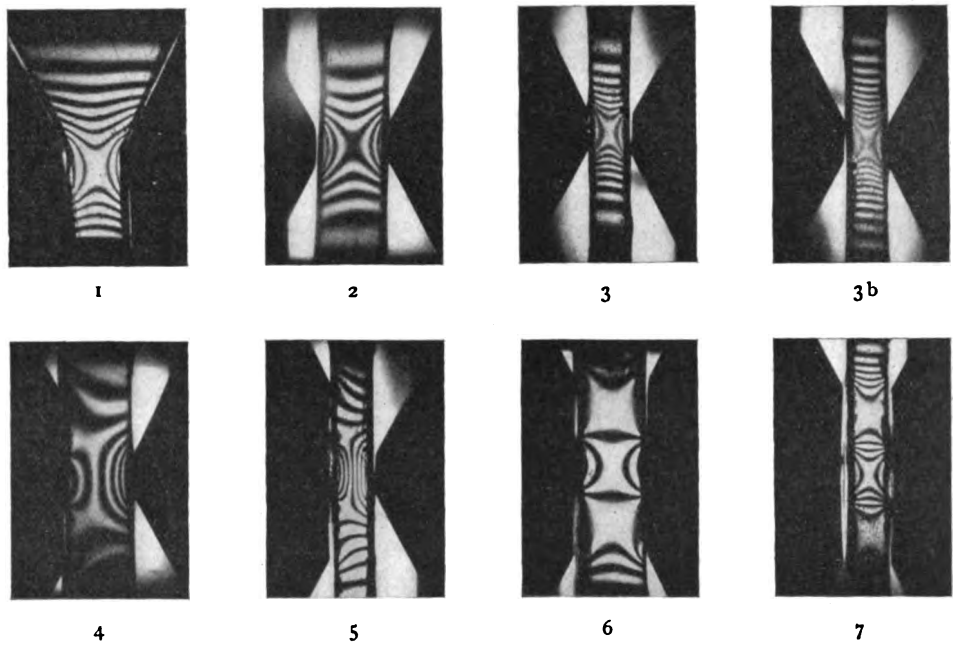


Fig. 3.

Die Abbildungen 1 bis 7 in der Fig. 3 geben einige der aufgenommenen Photographien wieder.

Die Aufnahme 1 wurde mit einem Gefäß aus Zelluloid erhalten. Dieses Gefäß war eigens angefertigt worden und erfüllte den ganzen Raum zwischen den Polschuhen mit Einschluß des konischen Teiles. Die Ordnungszahl der Streifen erkennt man leicht, wenn man von außen her anfängt.

Hyperbel bildet; bei der Aufnahme 3*b* war die Magnetisierungsstromstärke größer, und der, gleichfalls doppelte, Streifen höchster Ordnung ist der zwölfte.

Die Aufnahmen 4 und 5 wurden mit zwei Polschuhen gemacht, von denen der eine durchbohrt, der andere massiv war, und deren gegenseitiger Abstand bei den beiden Aufnahmen verschieden war, nämlich einmal 11 mm, das andere Mal 7 mm. Man erkennt sogleich, daß längs der Feldachse der größte Gradient der Isodynamen auftritt, die hier fast vertikal verlaufen. In der Aufnahme 4 begegnet man in horizontaler Richtung dem ersten bis fünften Streifen, während sich der erste und der zweite auch nach außen wenden. In der Aufnahme 5 sind die Isodynamen zwischen den Polen noch

Digitized by Google

dichter, und man gelangt längs der Achse von der vierten zur achten Isodyname auf einer Gesamtstrecke, die in Wirklichkeit 3 mm betrug. Wir finden somit die Änderung um etwa 13 v. H. auf das Millimeter längs der Achse wieder, das wir nach der anderen Methode erhalten hatten. Man erkennt auch auf den ersten Blick aus der Gestalt der Isodynamen, daß das Feld in der Nähe der Achse in transversaler Richtung merklich konstant ist, während es sich in longitudinaler Richtung so schnell ändert; hierdurch werden die nach der anderen Methode erhaltenen Ergebnisse bestätigt.

Die Aufnahmen 6 und 7 wurden mit den beiden durchbohrten Polschuhen des Elektromagnets nach Weiß gemacht.

Die Aufnahme 6 bietet wenig Interesse, weil bei der geringen Aktivität der Flüssigkeit kaum der vierte, doppelte Streifen in dem die Bohrung umgebenden Kreisringe erhalten wurde.

Viel interessanter ist die Aufnahme 7. Sie wurde mit einem Polabstande von 7 mm und einer aktiveren Flüssigkeit gewonnen. Wir haben hier eine Reihe von acht Streifen, dann den neunten, der fast den ganzen Kranz um die Bohrung einnimmt, darauf in absteigender Ordnung die Streifen 8, 7, 6, 5, und zwischen den Bohrungen den Streifen vierter Ordnung; jenseits wiederholt sich das Phänomen symmetrisch.

Die Ordnung der Streifen erkennt man leicht aus ihrer Bewegung bei Steigerung der Stromstärke. In jedem Falle besteht zwischen zwei unmittelbar benachbarten Streifen eine Differenz in der Ordnungszahl von ± 1; überdies ist die Erscheinung stets symmetrisch zur Polachse.

Wie ich bereits oben erwähnt habe, mißt die in jedem Punkte des Gefäßes beobachtete Doppelbrechung das Integral über den Effekt längs des hindurchgehenden Lichtstrahles. Wenn daher das Feld auf der Bahn dieses Strahles verschiedene Intensität hat, so werden die Streifen nicht genau die Isodynamen aufzeichnen, und zwar um so weniger genau, je größer die Dicke des Gefäßes ist.

Nun bestätigen Versuche mit dünneren als den bisher benutzten Gefäßen (bis hinab zu 1 mm), Versuche, bei denen die Streifen weniger zahlreich sind, die in den Photographien wiedergegebenen allgemeinen Ergebnisse und beweisen somit, daß längs des Lichtstrahles auf der kurzen Strecke innerhalb des Gefäßes die Änderungen der Feldstärke nicht wesentlich sind. Daß dies der Fall sein muß, ersieht man auch aus der Beobachtung, daß das Feld ein Rotationskörper um die Achse des Elektromagnets ist, und daß der Feldgradient längs des Lichtstrahles in der Nähe der Achse mit dem transversalen Gradienten identisch wird und noch kleiner ist, wenn man sich etwas von der Achse entfernt, da der Strahl das Gefäß tangential zum einen Rotationskreise durchläuft, der eine Isodyname ist. Nun ist der transversale Gradient in der Nähe der Achse kleiner als 1 v. H. per Millimeter, wie auch aus allen Untersuchungen über das Zeemanphänomen hervorgeht; der größte Fehler war somit bei dem Gefäß von 4 mm Dicke kleiner als 4 v. H., und die Änderungen des Fehlers von Punkt zu Punkt beträchtlich kleiner, so daß sich eine zu vernachlässigende Deformation der Streifen gegenüber den wahren Isodynamen ergibt.

Ich will noch auf eine Eigentümlichkeit der Methode hinweisen, aus der man Nutzen ziehen kann.

Die Streifen stellen die Isodynamen der Komponente des Feldes in der Ebene normal zu den Lichtstrahlen dar; sie stellen sie aber auch dar, wenn die Richtung dieser Komponente von Punkt zu Punkt veränderlich ist; nur wird in diesem Falle die Helligkeit des Hintergrundes, von dem sich die dunklen Streifen abheben, von Punkt zu Punkt verschieden sein, und die Streifen werden nur an den Stellen verschwinden, wo die Komponente des Feldes in der Richtung eines der gekreuzten Nicols orientiert ist.

Tatsächlich kann man feststellen, daß sie sich nicht verschieben, wenn man das ganze System der beiden stets auf Dunkelheit eingestellten Nicols dreht, sondern daß sich nur die Helligkeit des Hintergrundes ändert, auf dem sie sich abzeichnen.

Es ist daher interessant, die Form der Streifen für den Fall von Polschuhen verschiedener Gestalt aufzusuchen, da man damit die Lösung von interessanten Problemen aus der Theorie des Magnetismus und aus der Elektrotechnik erhalten kann.

3. Vorderhand können wir aus den gewonnenen Ergebnissen eine wahrscheinliche Erklärung für einige ernste Anomalien ableiten, die in neuerer Zeit beim Studium des Zeemanphänomens beobachtet worden sind.

Eines der wichtigsten Ergebnisse, die man kürzlich beim Studium des Zeemanphänomens erhalten hat, betrifft die merkliche Ungleichheit zwischen dem Abstand der äußeren Komponenten des Tripletts bei Beobachtung normal zu den Kraftlinien und jenem zwischen den Komponenten des in der Feldrichtung sichtbaren Dupletts. Diese zuerst von Tenani[1]) beobachtete, dann unabhängig von Nagaoka[2]) gefundene Ungleichheit ist unvereinbar mit der kinematischen Deutung des Zeemanphänomens[3])

1) Lincei Rendic. **18**, 677, 1909; **19**, 198, 1910.
2) Nature, S. 188, August 1909.
3) Alle übrigen bisher festgestellten Anomalien und

Digitized by Google

und mit der elementaren Theorie von Lorentz, die weder aber auch nicht im Einklang mit der Theorie von Voigt, die sie nur in außerordentlich viel geringerem Maße und von einer Dissymmetrie des Tripletts begleitet voraussagt: nach Tenani würde indessen die erwähnte Unsymmetrie aber nicht die Dissymmetrie des Tripletts vorhanden sein, die ihre Ursache sein müßte.

Gegenüber einem derartigen Ergebnisse wäre man geneigt, anzunehmen, daß es durch irgendeine Störungsursache bedingt wird. Eine solche bietet sich von selbst und ist auch bereits von Tenani auf Veranlassung des Herrn Cotton untersucht worden. Es scheint daher auch der Gedanke naturgemäß, daß wenn man, wie er es getan hat, Polschuhe benutzt, von denen einer eine Bohrung zur longitudinalen Beobachtung enthält, daß dann das beobachtete Licht von Teilen der Lichtquelle ausgeht, die in Feldgebieten liegen, in denen die Feldstärke merklich verschieden ist. Dieser Erklärung lassen sich zwei Erwägungen entgegenstellen:

I. Es scheint wenig wahrscheinlich, daß in dem kleinen Raum, den der Funke oder der kapillare Teil des Geißlerrohres einnimmt, das Feld Intensitätsschwankungen aufweisen soll, die 10 bzw. 6 v. H. betragen müßten, um die Ergebnisse Tenanis zu erklären.

II. Das wird dadurch bestätigt, daß die Komponenten des Dupletts und des Tripletts die optische Anordnung ist derart, daß jedem Punkte der Lichtquelle ein und nur ein Punkt des spektralen Bildes entspricht) auf ihrer ganzen Länge konstanten gegenseitigen Abstand haben.

Die in dieser Veröffentlichung mitgeteilten Ergebnisse gestatten ein ziemlich sicheres Urteil über die tatsächliche Tragweite dieser Betrachtungen.

Wir haben ja gesehen, daß bei der Tenanischen Versuchsanordnung Fig. 1, das Feld sich in Richtung der Kraftlinien um etwa 27 v. H. bei einer Verschiebung um nur 2 mm verändern kann.

Unvergleichlich kleinere bei der Empfindlichkeit der Methode aber immerhin nachweisbare Änderungen beobachtet man, wie gesagt, in Richtung normal zum Felde, also längs der y-Achse.

Dissymmetrien der Lage und der Intensität (siehe auch Dufour, Journ. de Phys., April 1910) betreffen auch den Zusammenhang zwischen dem longitudinalen und dem transversalen Zeemanphänomen, wie er durch das Gesetz von Cornu ausgedrückt wird, wonach die beiden Phänomene die verschiedenen Formen sein sollen, in denen dieselben zirkularen oder geradlinigen, fest im Raum orientierten, Schwingungen in den verschiedenen Richtungen erscheinen.

Nun wird der Funke oder das Geißlerrohr gewöhnlich in Richtung normal zum Felde angeordnet. Daraus erklärt es sich, weshalb Tenani einen nahezu konstanten Abstand zwischen den Komponenten des Tripletts und des Dupletts auf der ganzen Länge gefunden hat. Man erkennt aber auch, daß die benutzten Teile der Lichtquelle, obschon sie sehr begrenzt waren, sehr wohl bei longitudinaler und bei transversaler Betrachtung in verschiedenen Gebieten des Feldes gelegen haben können, des Feldes, das sich in horizontaler Richtung bei einer Verschiebung um nur 2 mm um 27 v. H. ändert; das ist besonders dann möglich, wenn man, für den Fall des Funkens, die Luftströmungen in Betracht zieht, denen der Funke ausgesetzt ist, und wenn man beobachtet, daß die mit Geißlerrohren beobachtete Anomalie von etwas geringerem Betrage ist (etwa 10 Proz. beim Funken zwischen Magnesiumelektroden und 6 v. H. mit einem 1,3 mm starken Geißlerrohr mit Quecksilberdampffüllung).

Wir werden daher das von Tenani angegebene paradoxe Phänomen mit Reserve aufnehmen: seine Existenz wird erst bewiesen sein, wenn es sich in einem wirklich gleichförmigen Felde wiederfindet, das als solches durch ein empfindliches und sicheres Verfahren, wie das von mir angewandte, erkannt worden ist.

Physikalisches Institut der Universität Rom.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. Mai 1910.)

Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen.

Von Gerhard Vieth.

Bei umfassenderen Untersuchungen über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen beobachtete ich bei einer natürlich aktiven Substanz Unsymmetrie der magnetischen Drehung in bezug auf entgegengesetzte Felder.

Die untersuchte Substanz ist Anisalamino-α-Methylzimtsäure-akt.-amylester, die Herr Prof. Dr. Vorländer vom chemischen Institut der Universität mir gütigst zur Verfügung stellte. Die Substanz zeigt starke natürliche Rechtsdrehung; Herr cand. phil. Franke fand bei Zimmertemperatur und für monochromatisches gelbes Licht eine Drehung von 5800° pro mm.

In seiner Magneto- und Elektrooptik[1])

1) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik. Leipzig 1908. S. 11.

Digitized by Google

spricht W. Voigt die Vermutung aus, daß an Körpern von sehr starker natürlicher Drehung eine Verschiedenheit der magnetischen Drehung bei entgegengesetzten Feldern entstehen müßte.

Diese Vermutung ist durch die vorliegenden Beobachtungen, die unter Leitung des Herrn Geheimrat Prof. Dr. Dorn im physikalischen Institut der Universität angestellt worden sind, bestätigt worden.

Es folgen die Resultate für gelbes und grünes Licht.

Anisalamino-α-Methylzimtsäure-akt.-amylester

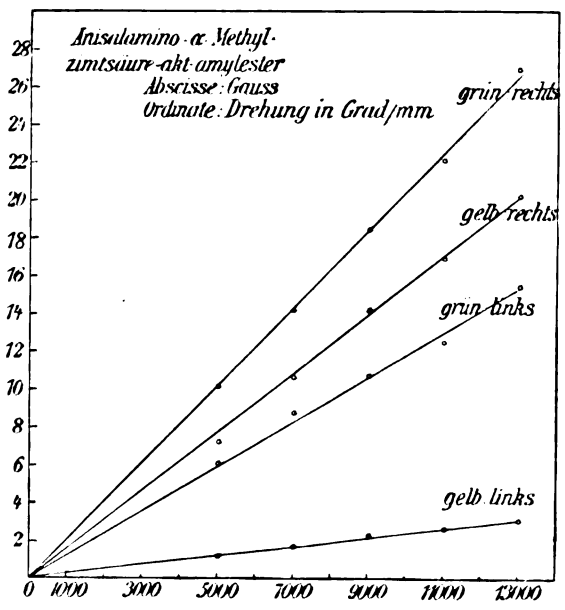
1. gelb

Linksdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,022	1,21
7000	0,032	1,77
9000	0,042	2,32
11000	0,049	2,64
13000	0,058	3,20

Rechtsdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad mm
5000	0,132	7,29
7000	0,193	10,70
9000	0,257	14,20
11000	0,307	16,96
13000	0,368	20,33



2. grün

Linksdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,110	6,08
7000	0,160	8,84
9000	0,195	10,77
11000	0,225	12,43
13000	0,280	15,47

Rechtsdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,185	10,22
7000	0,260	14,37
9000	0,335	18,51
11000	0,400	22,10
13000	0,490	27,07

Damit ist also erwiesen, daß die Rechtsdrehung größer ist als die Linksdrehung. Im übrigen zeigen die Resultate (vgl. Figur) eine Bestätigung des Gesetzes von Verdet, daß die magnetische Drehung der Polarisationsebene proportional der Intensität der Magnetisierung wächst.

Physikalisches Institut zu Halle a. S., 26. Mai 1910.

(Eingegangen 27. Mai 1910.)

Die Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens in der Relativtheorie.

Von Max Abraham.

Die Bemerkungen, die G. Nordström in dieser Zeitschrift[1]) über die Formulierung der Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens gemacht hat, veranlassen mich, diese Frage vom Standpunkte der Relativtheorie aus zu diskutieren.

H. Minkowski[2]) hat den Bewegungsgleichungen eines Massenelements die folgende Form gegeben:

$$\left.\begin{aligned} \nu\frac{d^2x}{d\tau^2} &= X,\\ \nu\frac{d^2y}{d\tau^2} &= Y,\\ \nu\frac{d^2z}{d\tau^2} &= Z,\\ \nu\frac{d^2u}{d\tau^2} &= U. \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

1) G. Nordström, diese Zeitschr. **11**, 440, 1910.

2) H. Minkowski, Göttinger Nachrichten 1908, S. 53 ff., Gl. 21.

Digitized by Google

... bezeichnet ρ die Ruhedichte der Elektrizität in dem betrachteten Punkte des ... Raumes, dessen Koordinaten x, y, z und $x + \xi, y + \eta, z + \zeta$ sind, und ist τ ... Zeit, so ist das vierdimensionale Skalar ... mit ξ bezeichnet, durch

$$\frac{d\tau}{dt} = \varkappa = \sqrt{1 - \beta^2}, \qquad 2$$

... Lichtgeschwindigkeit bezogen auf die ... gleichförmig bewegte Bezugssystem, bezeichnet, ... ist dann auch

$$c^2 q^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2$$

... und weiterhin auch $\varkappa$,

$$c^2 q^2 = c^2 - c^2 \left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2.$$

Es besteht auch die Identität

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\tau}\right)^2 - c^2 \left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 = c^2,$$

die, wenn $u = ict$ eingeführt, auch geschrieben ... kann

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{du}{d\tau}\right)^2 = -c^2. \qquad (3)$$

Wie t, so ist auch τ eine Invariante der Lorentzschen Transformationen; bei diesen transformieren sich somit die linken Seiten der Gleichungen (1), wie die Koordinaten $x\ y\ z\ u$, oder, in Minkowskis Ausdrucksweise, wie die Komponenten eines vierdimensionalen Vektors erster Art. Wie die Komponenten eines solchen, mit sich, damit die Bewegungsgleichungen invariant gegenüber Lorentzschen Transformationen seien, auch die rechterseits stehenden Größen X, Y, Z, U transformieren. Diese müssen ferner, wegen der aus (4) folgenden Identität

$$\frac{dx}{d\tau}\cdot\frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{dy}{d\tau}\cdot\frac{d^2y}{d\tau^2} + \frac{dz}{d\tau}\cdot\frac{d^2z}{d\tau^2} + \frac{du}{d\tau}\cdot\frac{d^2u}{d\tau^2} = 0 \qquad (4)$$

der „Orthogonalitätsbedingung" genügen:

$$\frac{dx}{d\tau}\cdot X + \frac{dy}{d\tau}\cdot Y + \frac{dz}{d\tau}\cdot Z + \frac{du}{d\tau}\cdot U = 0. \qquad (5)$$

Wir nehmen an, daß auf das betrachtete Massenteilchen elektromagnetische Kräfte einwirken. Gemäß den Prinzipien der Elektrodynamik bewegter Körper[1]) leiten sich die Komponenten $\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z}$ der elektromagnetischen Kraft, bezogen auf die Volumeinheit, aus den Maxwellschen Spannungen und der Impulsdichte ab, und es ordnet sich ihnen, als vierte Komponente eines vierdimensionalen Vektors erster Art, die Größe zu

$$\mathfrak{X}_4 = i\,\mathfrak{J}\mathfrak{W} = \frac{i}{c}(\mathfrak{q}\mathfrak{X}),$$

welche der Summe aus Arbeit der elektromagnetischen Kraft und Joulescher Wärme Q proportional ist.

Man sieht nun aber leicht ein, daß es nicht möglich ist, die Komponenten $\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z}, \mathfrak{X}_4$ mit den rechten Seiten der Minkowskischen Bewegungsgleichungen zu identifizieren. In der Tat findet man aus dem vierdimensionalen Geschwindigkeitsvektor

$$\left.\begin{aligned}
\frac{dx}{d\tau} &= \frac{dx}{dt}\frac{dt}{d\tau} = c\frac{q_x}{\varkappa},\\
\frac{dy}{d\tau} &= \frac{dy}{dt}\frac{dt}{d\tau} = c\frac{q_y}{\varkappa},\\
\frac{dz}{d\tau} &= \frac{dz}{dt}\frac{dt}{d\tau} = c\frac{q_z}{\varkappa},\\
\frac{du}{d\tau} &= \frac{du}{dt}\frac{dt}{d\tau} = ci,
\end{aligned}\right\} \qquad \varkappa = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}$$

und dem elektromagnetischen Kraftvektor das (vierdimensionale) skalare Produkt

$$\frac{dx}{d\tau}\mathfrak{X}_x + \frac{dy}{d\tau}\mathfrak{X}_y + \frac{dz}{d\tau}\mathfrak{X}_z + \frac{du}{d\tau}\mathfrak{X}_u = c\Phi, \qquad (8)$$

so ergibt sich für diese Invariante der Wert

$$c\Phi = \frac{c}{\varkappa}\{(q\mathfrak{X}) + i\mathfrak{X}_u\},$$

oder, nach (6):

$$c\Phi = -\frac{Q}{\varkappa}. \qquad (9)$$

Diese Invariante ist also, falls in dem Massenteilchen eine Joulesche Wärmeentwicklung stattfindet, von Null verschieden; definiert man die elektromagnetische Kraft und Wärme aus den Impuls- und Energiesätzen, so ist es nicht möglich, den erhaltenen Vektor erster Art $\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z}, \mathfrak{X}_u$ mit dem Vektor erster Art $X\ Y\ Z\ U$ zu identifizieren, der die rechten Seiten der Minkowskischen Bewegungsgleichungen bildet; denn die Orthogonalitätsbedingung (5) wäre dann nicht mehr erfüllt.

Diese Schwierigkeit hat Minkowski dadurch zu heben versucht, daß er die Definition der elektromagnetischen Kraft abänderte. Indem er nämlich die Zusatzkraft

$$\Phi\frac{q}{\varkappa}$$

einführt, definiert er die elektromagnetische Kraft durch die ersten drei Komponenten des Vektors erster Art

[1]) Vgl. M. Abraham, diese Zeitschr. 10, 737, 1909.

Digitized by Google

$$\left.\begin{aligned} X &= \mathfrak{K}_x + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{dx}{d\tau}, \\ Y &= \mathfrak{K}_y + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{dy}{d\tau}, \\ Z &= \mathfrak{K}_z + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{dz}{d\tau}, \\ U &= \mathfrak{K}_u + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{du}{d\tau}. \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Dieser genügt, gemäß (8) und (3), der Orthogonalitätsbedingung (5); er wird von Minkowski mit der rechten Seite des Quadrupels der Bewegungsgleichungen (1) identifiziert.

Durch Einführung der Zusatzkraft wird auch der Wert der Arbeit (A) abgeändert. Er ist jetzt

$$A = c\{q_x X + q_y Y + q_z Z\} = c\left\{(q\mathfrak{K}) + \Phi\frac{q^2}{\varkappa}\right\},$$

oder, nach (9)

$$A = c(q\mathfrak{K}) - Q\frac{q^2}{\varkappa^2}. \qquad (11)$$

Andererseits folgt, für die Größe

$$U = \mathfrak{K}_u + \Phi\frac{i}{\varkappa}$$

nach (6) und (9) der Wert

$$U = i\left\{(q\mathfrak{K}) + \frac{Q}{c} - \frac{Q}{c}\cdot\frac{1}{\varkappa^2}\right\},$$

und da identisch ist

$$1 - \frac{1}{\varkappa^2} = 1 - \frac{1}{1-q^2} = -\frac{q^2}{\varkappa^2},$$

so erhält man

$$U = \frac{i}{c}\cdot A. \qquad (12)$$

Es lautet also die letzte der Bewegungsgleichungen (1):

$$\nu\frac{d^2u}{d\tau^2} = \frac{i}{c}\cdot A,$$

oder

$$\nu c^2\frac{d^2t}{d\tau^2} = A.$$

Minkowski schreibt nun, indem er die Ruhmasse des Teilchens als unveränderlich betrachtet,

$$\frac{d}{d\tau}\left(\nu c^2\frac{dt}{d\tau}\right) = A, \qquad (13)$$

und interpretiert diese Gleichung als Energiegleichung, also als Energie der Materie pro Volumeinheit die Größe

$$\nu c^2\frac{dt}{d\tau} = \frac{\nu c^2}{\sqrt{1-q^2}}. \qquad (14)$$

Es liegt auf der Hand, daß die Gleichung (13) nur dann als Ausdruck des Energieprinzipes gelten kann, wenn dem Massenteilchen Energie allein in Form von Arbeit, aber nicht in Form von Wärme zuströmt. Handelt es sich aber um einen Leiter, in dem Joulesche Wärme entsteht, so ist (13) nicht als Ausdruck des Energieprinzips zu betrachten. Es ist dann das Quadrupel der Minkowskischen Bewegungsgleichungen derart abzuändern, daß in der vierten die Joulesche Wärme auftritt.

Die Abänderung, die ich bereits in früheren Mitteilungen[1]) angegeben habe, ist die folgende:

Die Minkowskische Zusatzkraft wird gestrichen, und den Bewegungsgleichungen wird, an Stelle von (1), die Form gegeben:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dx}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_x, \\ \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dy}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_y, \\ \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dz}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_z, \\ \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{du}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_u. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

ν, die „Ruhmassendichte" der Materie, muß auch jetzt noch, damit die Gleichungen invariant gegenüber Lorentzschen Transformationen seien, ein vierdimensionaler Skalar sein, der jedoch als Funktion der Eigenzeit τ angesehen werden kann. Schreibt man die Gleichungen (15)

$$\begin{aligned} \nu\frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dx}{d\tau} &= \mathfrak{K}_x, \\ \nu\frac{d^2y}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dy}{d\tau} &= \mathfrak{K}_y, \\ \nu\frac{d^2z}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dz}{d\tau} &= \mathfrak{K}_z, \\ \nu\frac{d^2u}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{du}{d\tau} &= \mathfrak{K}_u. \end{aligned}$$

multipliziert sie der Reihe nach mit $\frac{dx}{d\tau}$, $\frac{dy}{d\tau}$, $\frac{dz}{d\tau}$, $\frac{du}{d\tau}$, und addiert, so ergibt sich, mit Rücksicht auf (3), (4) und (8):

$$c^2\frac{d\nu}{d\tau} = -c\Phi. \qquad (16)$$

Da Φ, ν und τ, vierdimensionale Skalaren sind, so ist diese Beziehung mit dem Relativitätsprinzip wohl vereinbar. Ihre physikalische Bedeutung ergibt sich, indem man aus (9) den Wert von Φ einsetzt:

$$c^2\frac{d\nu}{d\tau} = \frac{Q}{\varkappa}, \qquad (16a)$$

oder, gemäß (2),

$$c^2\frac{d\nu}{dt} = Q. \qquad (16b)$$

1) M. Abraham, diese Zeitschr. **10**, 737, 1909. Vgl. auch die Arbeit: Sull' elettrodinamica di Minkowski. Rendic. di Palermo, 1910, 2°. sem., § 4.

Digitized by Google

Sie drückt aus, daß eine Entwicklung Joulescher Wärme in der Materie von einer entsprechenden Zunahme der Ruhmasse begleitet ist.

Die letzte der Gleichungen (15) schreibt sich, wenn man für u seinen Wert ict und für $\mathfrak{K}_u$ den durch (6) gegebenen Ausdruck einsetzt:

$$\frac{d}{d\tau}\left(\nu c^2 \frac{dt}{d\tau}\right) = Q + (c\,q\,\mathfrak{K}), \qquad (17)$$

wobei

$$\nu c^2 \frac{dt}{d\tau} = \frac{\nu c^2}{\sqrt{1-q^2}} \qquad (18)$$

auch hier, wie in (14), die Dichte der Energie der Materie angibt.

Die Energiegleichung (17), die unserer Formulierung der Bewegungsgleichungen entspricht, enthält — im Gegensatz zu (13) — nicht nur die Arbeitsleistung der elektromagnetischen Kraft, sondern auch die Joulesche Wärme. Sie ist daher als vollständiger Ausdruck des Energieprinzips zu betrachten, während die Minkowskische Formulierung der Bewegungsgleichungen und der Energiegleichung nur bei Isolatoren zutrifft.

Es ist mir, bei dem dargelegten Sachverhalt, unverständlich, wie G. Nordström[1]) in meiner Formulierung der Bewegungsgleichungen einen Widerspruch mit dem Satze von der Erhaltung der Energie finden konnte, der ihn veranlaßt, ihr seine Billigung zu versagen. Sehen wir zu, welche Formulierung er selbst vorschlägt.

Nordström definiert, mit Minkowski, die elektromagnetische Kraft durch die rechten Seiten $X\,Y\,Z$ der Bewegungsgleichungen (1). Indem er aber, von Minkowski darin abweichend, die Ruhmasse der Materie als veränderlich betrachtet, schreibt er die Gleichung (1)

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d}{d\tau}\left(\nu \frac{dx}{d\tau}\right) &= X + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dx}{d\tau},\\
\frac{d}{d\tau}\left(\nu \frac{dy}{d\tau}\right) &= Y + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dy}{d\tau},\\
\frac{d}{d\tau}\left(\nu \frac{dz}{d\tau}\right) &= Z + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dz}{d\tau},\\
\frac{d}{d\tau}\left(\nu \frac{du}{d\tau}\right) &= U + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{du}{d\tau}.
\end{aligned}\right| \qquad (19)$$

Hier stimmen nun die linken Seiten ganz mit denjenigen meiner Bewegungsgleichungen (15) überein; auch die rechten Seiten stimmen überein, wie aus (10) hervorgeht, wenn man die Beziehung (16):

$$c^2 \frac{d\nu}{d\tau} = -c\,\Phi$$

beibehält, wie es Nordström tut. Der einzige Unterschied zwischen meiner Formulierung und der seinigen ist daher der, daß ich den Vektor $\mathfrak{K}$ als ponderomotorische Kraft anspreche, er den Vektor $X\,Y\,Z$. Dies hat nun, wie oben dargetan wurde, zur Folge, daß, entsprechend (12), das Glied mit U in der letzten der Gleichungen (19) die Arbeit angibt. Um diese Gleichung auf die Form zu bringen, welche dem Energieprinzip entspricht:

$$\frac{d}{d\tau}\left(\nu c^2 \frac{dt}{d\tau}\right) = A + Q_n,$$

muß Nordström setzen

$$i\frac{Q_n}{c} = \frac{d\nu}{d\tau}\frac{du}{d\tau} = \frac{ic}{\varkappa}\frac{d\nu}{d\tau},$$

so daß für die Joulesche Wärme erhalten wird:

$$Q_n = \frac{c^2}{\varkappa}\frac{d\nu}{d\tau} = -\frac{c\,\Phi}{\varkappa}. \qquad (20)$$

d. h. gemäß (9):

$$Q_n = \frac{Q}{\varkappa^2} = \frac{Q}{1-q^2}. \qquad (20a)$$

Man erhält also, wenn man die Minkowski-Nordströmsche Definition der ponderomotorischen Kraft annimmt, als Wärmeentwickelung einen im Verhältnis $1 : 1-q^2$ größeren Wert, als nach meiner Definition. Hierauf hatte ich bereits in der früheren Mitteilung hingewiesen und dargetan, daß jener Faktor $1-q^2$ mit den Grundsätzen der Elektrodynamik nicht vereinbar ist. Auch die folgende thermodynamische Überlegung zeigt die Unzulässigkeit des Nordströmschen Ausdrucks (20).

M. Planck hat gezeigt[1]), daß die Entropie eines bewegten Körpers eine Invariante bei Lorentzschen Transformationen ist, und daß ferner, wenn T die Temperatur bezeichnet, auch $\frac{T}{\sqrt{1-q^2}}$ eine Invariante ist. Nun müssen sich, nach dem zweiten Hauptsatze, die Wärmemengen, bezogen auf zwei gegeneinander bewegte Bezugssysteme, wegen der Invarianz der Entropie verhalten wie die Temperaturen, also muß auch $\frac{Q}{\sqrt{1-q^2}} = \frac{Q}{\varkappa}$ ein vierdimensionaler Skalar sein. Dieser Forderung genügt, wie aus (8) und (9) hervorgeht, der von mir für Q angegebene Wert, aber nicht der Nordströmsche Wert (20). Hieraus folgt: Der Nordströmsche Ausdruck für die Joulesche Wärme ist, als der Relativitätsthermodynamik widersprechend, zu verwerfen, und ebenso die Definition der elektromagnetischen Kraft, auf der er beruht.

Hingegen die durch die Bewegungsgleichun-

1) G. Nordström, diese Zeitschr. 11, 440, 1910.

1) M. Planck, Berliner Sitzungsber. 1907, S. 542 ff.

Digitized by Google

gen (15) gegebene Definition der ponderomotorischen, speziell der elektromagnetischen Kraft, die ich auch ohne die Billigung von G. Nordström aufrecht erhalte, ist die einzige, die sowohl mit dem Relativitätsprinzip als auch mit den allgemeinen Grundsätzen der Elektrodynamik und der Thermodynamik vereinbar ist.

Wenn ich mich auch in der vorliegenden Note auf den Standpunkt des Relativitätsprinzips stelle, so brauche ich doch wohl kaum zu bemerken, daß es mir überaus zweifelhaft erscheint, ob die Relativtheorie zu einer logisch zulässigen, tatsächlich richtigen und zweckmäßigen Darstellung der Mechanik führen wird. Der von M. Born[1]) in seiner Göttinger Habilitationsschrift unternommene Versuch, die Einsteinsche Definition der Länge bewegter Körper auf solche Bewegungen auszudehnen, die von den Koordinaten und der Zeit abhängen, muß als gescheitert gelten, nachdem P. Ehrenfest[2]), G. Herglotz[3]), F. Noether[4]) und T. Levi-Cività[5]) dargetan haben, daß der zugrunde gelegte Starrheitsbegriff auf Rotationsbewegungen nicht anwendbar ist. Warten wir ab, ob es den Relativtheoretikern gelingt, eine andere, befriedigende, Starrheits- bzw. Längendefinition zu geben und so die logische Zulässigkeit des Einstein-Minkowskischen Raum- und Zeitbegriffes wahrscheinlicher zu machen.

M. Planck[6]) glaubt allerdings, dem Einwand von Ehrenfest[2]) dadurch entgehen zu können, daß er auf die Deformierbarkeit der wirklichen Körper hinweist. Nun wäre es zwar zu wünschen, daß die Anhänger der Relativtheorie davon Rechenschaft geben, wie ein elastischer Körper sich verhält, wenn er, etwa adiabatisch, in Drehung versetzt wird. Vielleicht wirft die Diskussion der Lösung dieses Problems und insbesondere des Grenzfalles, wo der Körper äußerst wenig deformierbar angenommen wird, auch Licht auf den Starrheitsbegriff der Relativtheorie. Solange indessen eine Lösung des erwähnten Problems nicht vorliegt, kann in der Bemerkung von M. Planck eine Entkräftung des Ehrenfestschen Einwandes nicht erblickt werden.

1) M. Born, Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909.
2) P. Ehrenfest, diese Zeitschr. **10**, 918, 1909.
3) G. Herglotz, Ann. d. Phys. **31**, 393, 1910.
4) F. Noether, Ann. d. Phys. **31**, 919, 1910.
5) P. Levi-Civita, Ann. d. Phys **32**, 236, 1910.
6) M. Planck, diese Zeitschr. **11**, 294, 1910.

Mailand, 10. Mai 1910.

(Eingegangen 15. Mai 1910.)

Zur Frage der Emission von Spektrallinien durch Temperaturstrahlung.

Von Christian Füchtbauer.

Die Ansicht, daß Spektrallinien, speziell die Hauptserienlinien der Alkalien nie durch reine Temperaturstrahlung emittiert werden könnten, scheint noch immer von den meisten geteilt zu werden. Deshalb möchte ich auf Versuche hinweisen, nach denen diese Ansicht unhaltbar erscheint. Wenn die Linie von einer auf gleichmäßiger Temperatur befindlichen Röhre, in der kein anderer Prozeß verläuft, absorbiert wird, wird sie natürlich auch emittiert. Die Versuche bei hoher Temperatur scheinen, obwohl sie mir genügen würden, als nicht einwandfrei zu gelten, es werden nämlich dabei Metallröhren verwendet; wobei geringe Mengen reagierender Gase schwer auszuschließen sind. Sie müssen außerhalb des Ofens durch aufgekittete Fenster verschlossen sein, so daß Destillation stattfindet. Daher sei an folgenden von mir gelegentlich der Auffindung der Leitfähigkeit der Alkalidämpfe bei niedrigen Temperaturen ausgeführten Versuch[1]) erinnert: Natrium befand sich in einem mit Durchsichtkugeln versehenen, nach starkem Erhitzem von der Pumpe abgeschmolzenen Glasrohr von 15 cm Länge, das ganz im elektrischen Ofen lag. In diesem überall gleichmäßig erhitzten Rohr zeigten sich schon bei 190° die *D*-Linien in Absorption. Da in diesem Rohr keinerlei Destillation stattfindet, das Rohr absolut gasdicht war, was bei Metallröhren schwer in gleichem Grad erreichbar ist, und kein merklicher chemischer Prozeß verlief, indem das Glas, bei dieser tiefen Temperatur nicht merklich, jedenfalls nicht bis zur Färbung, angegriffen wurde, ist das Kirchhoffsche Gesetz auf den Dampf anwendbar. Es findet Temperaturstrahlung in den *D*-Linien statt. (Bei der Stärke dieser Absorptionslinien ist diese in gesättigtem Dampf von praktisch in Betracht kommenden Schichtdicken sehr bald von der gleichen Intensität wie beim schwarzen Körper, muß also z. B. bei 1000° gut beobachtbar sein).

Am Schluß seiner sehr sorgfältigen Untersuchung über die Strahlung der Bunsenflamme sucht Hans Schmidt[2]) die Auffassung, daß diskontinuierliche Emission stets auf Lumineszenz hindeute, durch eine eigens erdachte Hypothese zu halten. In Wahrheit ist das Ergebnis dieser genauen Messungen, daß bei dem verwendeten Brenner die ultraroten Wasserdampf- und Kohlensäurebanden nur durch Temperaturstrahlung der Verbrennungsgase emittiert werden

1) Diese Zeitschr. **10**, 376, 1909.
2) Diss. Berlin, Ann. d. Phys. **29**, 1027, 1909.

Digitized by Google

und daß diese Emission mit dem Verbrennungsvorgang nichts zu tun hat.

Natürlich kann bei chemischen und elektrischen Prozessen die Temperatur der Strahlung von der Körpertemperatur durchaus verschieden sein[1].

[1] Vgl. W. Wien, Ann. d. Phys. **28** 415. 1907.

Leipzig, den 12. Mai 1910.

Eingegangen 15. Mai 1910.

Elektrostatischer Potentialmultiplikator nach A. Einstein.

Von C. und F. Habicht.

A. Einstein hat in dieser Zeitschrift eine Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen publiziert. Wir haben nach eingehenden Versuchen einen Apparat nach dieser Methode konstruiert, der von der bekannten Methode des Quadrantelektrometers nicht nur einen sicheren weiteren Vorteil ergibt. Im folgenden sind die Konstruktion und zur Prüfung der Brauchbarkeit des Apparats angestellte Versuche beschrieben.

Konstruktion.

Der Apparat besteht aus sechs übereinander angeordneten Teilen und der Spindel. Fig. 1 stellt den Apparat in Ansicht, Fig. 2 ein horizontales Schnitt durch die 2. Stufe des Apparates dar. An der Spindel S befestigen Metallarme $\mathfrak{F}$ tragen die Metallringe F und zwischen F und $\mathfrak{F}$ sind durch die Schrauben $\mathfrak{F}$ die Metallscheiben $\mathfrak{F}$ befestigt. Durch Drehen der Spindel S bewegen sich die Ringe F und die Scheiben $\mathfrak{F}$ über die Scheiben $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{F}$ [illegible] Die Scheiben $\mathfrak{F}$ sind durch die Schrauben $\mathfrak{F}$ an den Metallarmen $\mathfrak{F}$ befestigt. Durch Drehen der Spindel S bewegen sich die Ringe F und die Scheiben $\mathfrak{F}$ über die Scheiben $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{F}$ [illegible]

[illegible]

Beim Weiterdrehen kommen die Bürsten F in den Abnehmer A_1 und geben dort so lange Ladung an A_1 ab, bis dessen Potential eine gewisse Höhe erreicht hat. Dieses nach einer Anzahl von Umdrehungen stationäre Potential $-P_1$ ist seinem absoluten Wert nach bedeutend größer als P_0. Der Quotient $\frac{P_1}{P_0}$ heiße Übersetzung der Stufe 1.

Da der Abnehmer jeder Stufe mit dem Erreger der nächsten durch die Spindel L leitend verbunden ist, wird sich hier der Vorgang wiederholen und am Abnehmer der n^{ten} Stufe nach einer gewissen Anzahl Umdrehungen das stationäre Potential $P_n = P_1 \cdot a \cdot a_2 \ldots a_n$ herstellen, wobei a die Übersetzung einer Stufe bedeutet.

Aus der Anordnung ergibt sich, daß die Abnehmer A_2, A_4, A_6 Ladung von Zeichen des primären Erregers E_1, die auf der entgegengesetzten Seite liegenden A_1, A_3, A_5 Ladung von entgegengesetztem Zeichen annehmen. Die Metallplatten $\mathfrak{F}$ verhindern eine schädliche Influenzwirkung einer Stufe auf die andere.

Der ganze Apparat ist durch einen starken Metallmantel m im Innern gegen sowohl gegen Staub als auch gegen influenzwirkungen von außen vollkommen geschützt. Mantel m trägt 3 Ausschlußstutzen, b welche gestatten, mittels des Stabes $\mathfrak{F}$ an Abnehmer jeder beliebigen Stufe die sekundäre Spannung abzunehmen. Durch Messung dieser sekundären Spannung ergibt sich nach einfacher Rechnung die primäre Spannung P_0.

Der in Fig. 2 angedeutete Kondensator $\mathfrak{F}$ dient dazu, bei der Messung kleiner Potentiale sich permanent machenden Staubfehler zu kompensieren. Dies geschieht dadurch, daß der von außen verstellbare durch ein Elektron an konstanter Spannung geladene Leiter $\mathfrak{F}$ durch Drehen an der vorderen Platte der 2. Stufe vom Leiter $\mathfrak{F}$ durch die Schraube $\mathfrak{F}$ [illegible] wird.

[illegible]

[illegible]

Digitized by Google

Fig. 1.

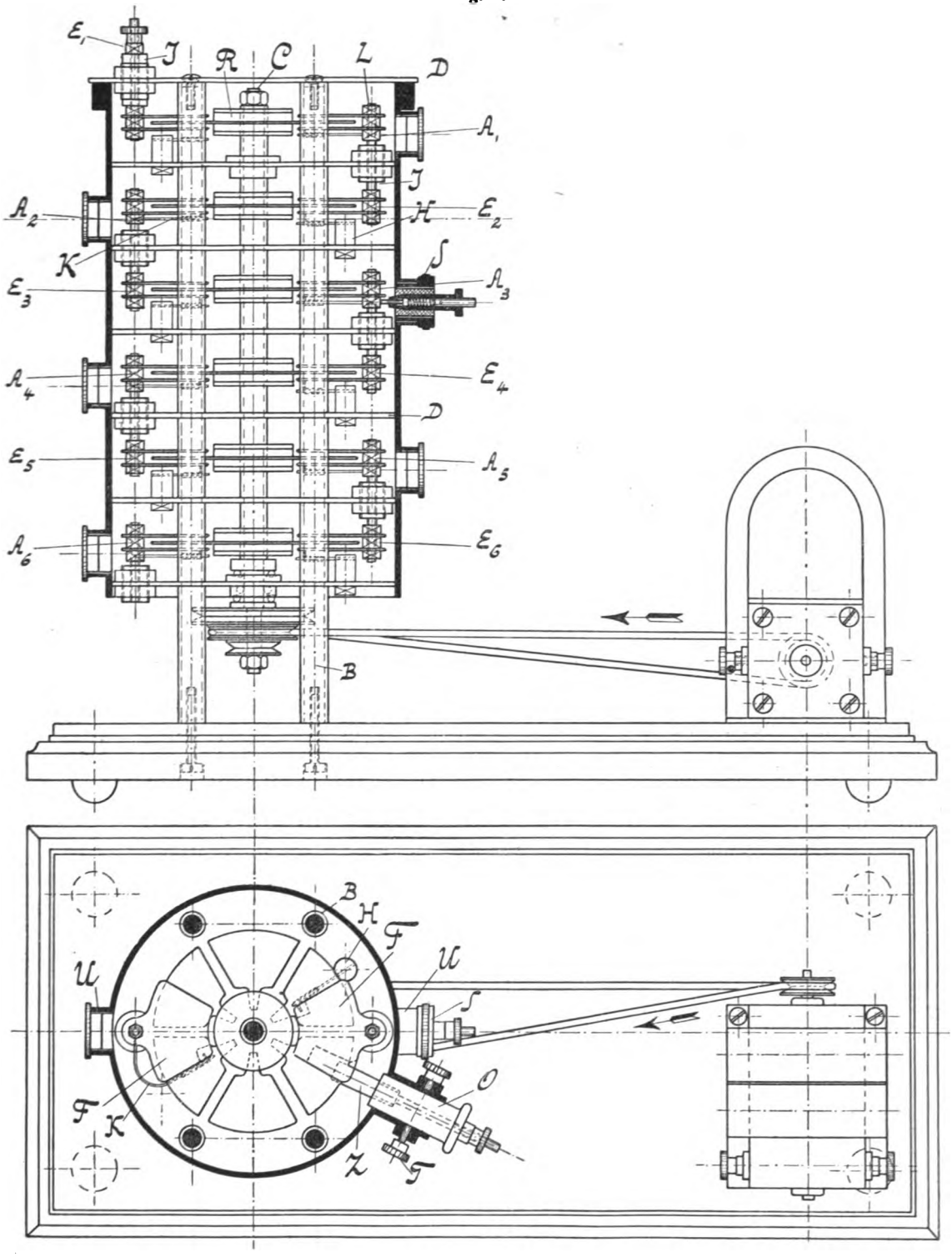


Fig. 2.

Digitized by Google

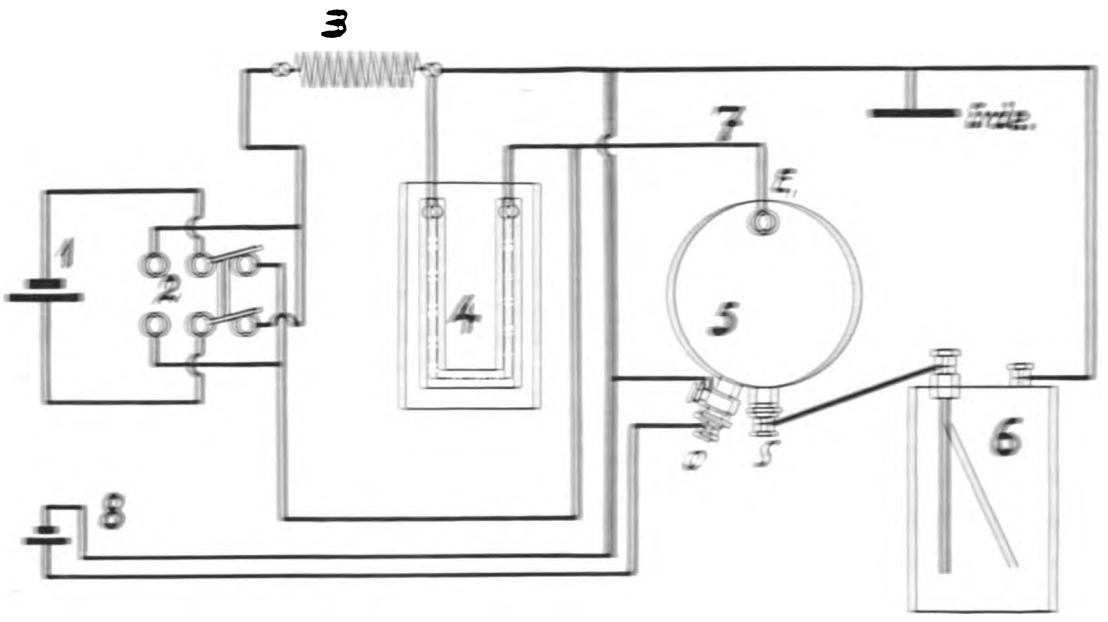


Fig. 3

a. Ob die Übersetzung ε einer Stufe einen konstanten, von der primären Spannung P, unabhängigen Wert besitzt.

b. Welchen Betrag die scheinbaren, durch den Kondensator bedingten, Spannungsschwankungen des primären Systems erreichen, wenn auch die Schwankungen der sekundären Spannungen berücksichtigt werden.

c. Ob inkonstante Kapazitäten des Voltameters einen wesentlichen Einfluß auf die Übersetzung ausüben.

d. Vorstehendes Schema Fig. 3 zeigt die zur Untersuchung der Übersetzung ε benutzte Anordnung.

Potentialmultiplikator ist durch Wippe 2 mit der Potentialvorrichtung 1, sowie der Ionisierungskammer 4, so geschaltet, daß den primären Klemmen des Potentialmultiplikators 3 durch Leitung 7 jedesmalige Potentiale zwischen 0 und 10 Volt erteilt werden kann. Die Schalter des Potentialmultiplikators 3 und des Elektroskops 5, sowie ein Pol der Trockenelemente 8 und eine Klemme des Ionisierungsraumes 4 sind geerdet. Eine Leitung erteilt durch Stöpsel 8 die sekundäre Spannung des Potentialmultiplikators dem Elektroskop 5. Element 8 ist mit einem Pol zur Kompensationsvorrichtung 6 verbunden. Nach Aufladung des Elektroskops an der zehnfachen n_1 der geerdeten primären Klemmen wurde durch Einstellen der Länge l des Kompensators der Elektroskopausschlag auf Null gebracht.

Darauf wurde das Elektroskop an n_2 angeschlossen und den Primärklemmen P durch Veränderung des Widerstandes im Stöpselrheostat ein solches Potential v bzw. v_1 erteilt, daß an Elektroskop 5 die nach rechts bzw. nach links gelegte Ecke der Ausschlag 0 Skalenteile 1 ergab. Entsprechend Ausschlag 1 erteilten wir darauf dem Elektroskope unter Ausschlag an n_1 und n_2 und bestimmten die dazu erforderlichen Spannungen v und v_1 sowie v_2 und v_3 für nach rechts bzw. links gelegte Ecke.

Es ergab sich dann die Übersetzung

$$\frac{v - v_1}{n_1 - n_2} = \varepsilon_1 \text{ und } \frac{v_2 - v_3}{n_1 - n_2} = \varepsilon_2.$$

Indem wir diesen Versuch für andere Elektroskopausschläge wiederholten, ergaben sich diese Übersetzungen für andere Primärspannungen. Nachfolgende Versuchsreihen wurden ausgeführt, von denen wir nur ein Beispiel anführen.

Potential-Differenz $n_1 - n_2$ Volt	Ausschlag n_1 Skalenteile	Zum Ausschlag n_1 gehörige Spannung v Volt rechts	links	$\frac{v - v_1}{n_1 - n_2}$ Übersetzung ε_1	$\frac{v_2 - v_3}{n_1 - n_2}$ Übersetzung ε_2
1 Stufe	50	2·55	2·57	0·0257	
$E_{n_1 - n_2} = 2{,}00$ Volt	50	2·58	2·57	0·0257	
Übersetzungsverhältnis	100	0·12	0·12	0·0250	
Mittel	100	0·12	0·12	0·0253	
2 Stufen	50	2·65	2·67	0·0257	0·0257
$E_{n_1 - n_2} = 2{,}00$ Volt	50	2·68	2·69	0·0257	0·0257
Übersetzungsverhältnis	100	0·50	0·51	0·0250	0·0250
Mittel	100	0·52	0·51	0·0253	0·0254
3 Stufen	50	3·15	3·17	0·0257	0·0257
$E_{n_1 - n_2} = 2{,}00$ Volt	50	3·18	3·19	0·0257	0·0257
Übersetzungsverhältnis	100	0·62	0·63	0·0250	0·0250
Mittel	100	0·62	0·63	0·0253	0·0254

Es ergibt sich aus diesen Zahlen eine vollständige Unabhängigkeit der Übersetzung von der primären Spannung, da die auftretenden Schwankungen der Übersetzung durch die unter b) genannten Spannungsschwankungen bedingt sind. Um die Totalübersetzung vom primären Erreger bis zur 3., 4. und 5. Stufe zu bestimmen, verwendeten wir ein geeichtes Elektroskop der Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig, bei sonst gleicher Versuchsanordnung. Es ergaben sich die Totalübersetzungen

bis zur 3. Stufe zu 680.
„ „ 4. „ „ 5260
„ „ 5. „ „ 46000.

Bei allen diesen Versuchen wurde nach jeder Meßreihe der 0-Punkt beobachtet. Eine Verschiebung trat nicht ein.

b) Zur Ermittlung dieser Spannungsschwankungen wurde das Elektroskop bei geerdetem primären Erreger an A_6 angeschlossen. Es ergaben sich im Verlauf einer zweistündigen Beobachtungsdauer Spannungsschwankungen am Elektroskope im Betrage von 50—200 Volt. Da die Totalübersetzung bis zur 6. Stufe ca. 360000 beträgt, so ergibt sich eine mittlere scheinbare Spannungsschwankung von etwa $^3/_{10000}$ Volt.

c) Die Tourenzahl der Welle war während der Versuche fortwährend sehr starken Schwankungen ausgesetzt, da der Antrieb von einem kleinen Wassermotor aus erfolgte, dessen Leitung auch einige größere Motoren speist. Wenn die Tourenzahl der Welle C den Wert von 1500 pro Min. nicht überschritt, so zeigte sich kein bemerkbarer Einfluß auf die Übersetzung.

Resultate.

Aus diesen Versuchen, denen sich andere angereiht haben, ergibt sich folgendes:

Der Potentialmultiplikator besitzt praktisch vollkommene Proportionalität zwischen sekundärer und primärer Spannung. Diese Eigenschaft erlaubt eine Eichung des Instrumentes.

Da die Gesamtübersetzungen eines solchen Instrumentes vom primären Erreger bis

a_1 etwa 8,5
a_2 „ 72,0
a_3 „ 620
a_4 „ 5200
a_5 „ 45000
a_6 „ 360000

betragen, so gestattet dasselbe in Verbindung mit einem z. B. 100—1000 Volt zeigenden elektrostatischen Meßinstrument im Anschluß an den Abnehmer

A_6 die Messg. aller Potent. v. 0,0005 bis 0,0027 V.
A_5 „ „ „ „ „ 0,0023 „ 0,022 „
A_4 „ „ „ „ „ 0,020 „ 0,19 „
A_3 „ „ „ „ „ 0,170 „ 1,60 „
A_2 „ „ „ „ „ 1,40 „ 13 „
A_1 „ „ „ „ „ 12 „ 110 „
dir. „ „ „ „ „ 100 „ 1000 „

Die scheinbare primäre Spannungsschwankung von 0,0003 Volt beschränkt den Meßbereich nach unten auf etwa 0,0005 Volt.

Ein aus dem Potentialmultiplikator und einem elektrostatischen Meßinstrument wie oben bestehendes Aggregat ersetzt mehrere elektrostatische Meßinstrumente von verschiedenen Meßbereichen.

Besondere Vorzüge vor dem Quadrantenelektrometer sind: kleine Kapazität des primären Erregers (etwa 10 cm), welche erlaubt, äußerst kleine elektrische Mengen zu messen; der Fortfall der Hochspannungsbatterie; Unempfindlichkeit gegen Erschütterungen und Temperaturschwankungen; Verwendbarkeit für Demonstrationszwecke, da als Anzeige-Instrument ein Zeigerinstrument von großer Kapazität verwendet werden kann; leichte Transportfähigkeit.

Es ist aus den gegebenen Daten leicht ersichtlich, daß z. B. ein einziger radioaktiver Elementarprozeß bei der geringen Kapazität des primären Erregers mit dem Instrument leicht konstatiert werden kann und zwar ohne Benutzung des Rutherfordschen Kunstgriffes.

Statt für Meßzwecke läßt sich der Potentialmultiplikator auch zur Herstellung einer konstanten Hochspannung bis zu 1000 Volt benutzen.

Die angeführten Resultate und gesammelten Erfahrungen haben uns bewogen, die Konstruktion zum Patent anzumelden und die Fabrikation des Apparates selbst zu übernehmen.

Es sei uns auch an dieser Stelle gestattet, Herrn Prof. A. Einstein für die außerordentliche Förderung, die unsere Arbeit durch seine Mithilfe erfahren hat, herzlich zu danken. Ebenso sprechen wir den Herren Prof. Kleiner und Dr. Greinacher für die liebenswürdige Überlassung der notwendigen Apparate unsern besten Dank aus.

Schaffhausen, 23. Mai 1910.

(Eingegangen 28. Mai 1910.)

Demonstration der Polarisationsazimute konvergenter Lichtstrahlen beim Austritt aus doppelbrechenden Kristallplatten [1].

Von A. Johnsen.

Die gewöhnlichen Projektionsschirme, wie Leinwand, Papier und übergipste Flächen,

1) Aus d. Centralbl. f. Mineralogie, Jahrg. 1910, Nr. 7.

Digitized by Google

depolarisieren infolge ihrer Doppelbrechung auffallendes linear polarisiertes Licht vor der Reflexion zum großen Teil, weil eine Anzahl der Strahlen z. B. die oberflächlichen Gipskristallchen durchdringt und elliptisch polarisiert wieder verläßt.

Betrachtet man das auf Papier projizierte Bild einer pleochroitischen Turmalinplatte durch ein Nicol, so ist infolge der doppelbrechenden Papierfasern kein Pleochroismus wahrzunehmen, wohl aber, wenn man auf Mattglas oder auf mattierte Metallflächen projiziert. Letzteres gilt daher auch im Gegensatz zu anderen Projektionsschirmen von den durch H. Lehmann[1] eingeführten Metallschirmen, was dieser jedoch nicht erwogen oder bemerkt zu haben scheint.

Wirft man ein einachsiges oder zweiachsiges Interferenzbild auf einen der jetzt gebräuchlichen, am besten nicht gerieften Aluminiumschirme, so kann man das Interferenzbild fast völlig auslöschen, indem man ein Nicol gekreuzt zu dem Analysator des Projektionsapparates zwischen Auge und Schirm bringt.

Entfernt man den Analysator von dem Apparat und besieht das nun erhellte Gesichtsfeld des Schirmes durch das Nicol, so erblickt man je nach der Stellung des letzteren das für gekreuzte bzw. das für parallele Nicols typische Interferenzbild.

Dreht man, indem man eine Stelle des Bildes durch jenes Nicol-Analysator fixiert, letzteres so weit, daß die Interferenzfarbe dieser Stelle in Weiß übergeht, so liegen jetzt der Hauptschnitt des Analysators und die zu ihm senkrechte Richtung parallel den Polarisationsebenen der beiden Strahlenbündel, welche jene Interferenzfarbe liefern.

An zweiachsigen Interferenzbildern findet man auf diese Weise die Fresnelsche Konstruktion der Schwingungsebenen praktisch verwirklicht, streng gilt die Konstruktion natürlich nur, wenn die Kristallplatte von allen Strahlen senkrecht getroffen wird. Nur einachsige, senkrecht zur Achse geschnittene Platten genügen der Fresnelschen Konstruktion auch bei konvergenter Durchstrahlung theoretisch genau.

Der praktische Vorteil gegenüber einem Nörrenberg oder einem Konoskop mit drehbarem Analysator beruht erstens darin, daß man die aktive in dem Schirm die zu fixierende Stelle mögen und deren beide Polarisationsrichtungen mittels Fresnels Konstruktion nach Augenmaß angeben kann; zweitens darin, daß man durch kontinuierliches Entfernen des Analysators vom Auge den zu analysierenden Bildteil beliebig einengen vermag. Man kann mit dem Analysator ein parallel und senkrecht zu dessen Hauptschnitt orientiertes Fadenkreuz in deutlicher Sehweite verbinden oder ein solches in das Analysatorgehäuse eingravieren.

Die durch den Aluminiumschirm bewirkte elliptische Polarisation stört die Erscheinungen aus folgenden Gründen nicht: der größte zulässige Streuungswinkel der geriefelten Zeiß'schen Al-Schirme beträgt 81°, der maximale Einfallswinkel also $\frac{81^0}{2} = 40^0$. Hierfür berechnet sich aus den von Drude[1] vereinfachten Formeln und den von demselben ermittelten Werten der Hauptinzidenz und des Hauptazimutes von Aluminium eine Phasendifferenz des reflektierten Strahles von $\frac{\pi}{20}$, also ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{40}$ und — nach bewirkter Kompensation dieser Differenz — eine Drehung der Polarisationsebene um 1^0.

Ähnlich wie Papier und Mattglas stören müssen sich auch die kristallinen, aber regulären und die kolloidalen Niederschläge unterscheiden, erstere depolarisieren vor der Reflexion dasjenige Licht, das ein wenig in sie eingedrungen ist, letztere nicht. Bringt man etwa in zwei zum Achsenwinkelapparat geeignete Glasringe gleich durchscheinende Niederschläge von Aluminiumhydroxyd und von Kupfer, so ist bis auf die Tiefe geriefelter Turmalinbild auf dem ersteren viel deutlicher pleochroitisch als auf dem letzteren. Auf diese Weise könnte man kolloidale und kristalline Niederschläge auch in solchen Fällen unterscheiden, wo infolge geringer Doppelbrechung oder geringer Größe der Teilchen ein Gangunterschied nicht auszustande ist und daher die mikroskopische Methode versagt; denn unsere Methode ist unabhängig von der Größe des Gangunterschiedes und selbst für solche Aggregate anwendbar, deren Teilchen sich den Dimensionen der Lichtwellen nähern.

[1] P. Drude, Wied. Ann. **39**. 481. 1890.

(Eingegangen 4. März 1910.)

Digitized by Google

Über eine neue theoretische Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des Wasserstoffatoms [1].

Von Arthur Erich Haas.

Die der Planckschen Theorie der Wärmestrahlung eigene Konstante h, die als „elementares Wirkungsquantum“ [2] bezeichnet wird, ermöglicht unter Benutzung zweier naheliegender Hypothesen, deren Richtigkeit durch eine zahlenmäßige Prüfung bestätigt wird, eine ziemlich genaue Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des Wasserstoffatoms.

Die eine dieser beiden Hypothesen geht von der Tatsache aus, daß zufolge der Thomsonschen Theorie [3]) die Energie eines Atoms ein Maximum besitzen muß, das dann erreicht wird, wenn das schwingende Elektron eine Kreisbahn von dem Halbmesser der positiven Elektrizitätskugel beschreibt. Die Hypothese behauptet dann, daß das „Energieelement“, das nach Planck dem Wasserstoffatome als optischem Resonator zukommt und das durch das Produkt aus der unveränderlichen Schwingungszahl des Atoms und der universellen Konstante h gegeben ist, identisch ist mit der maximalen Energie des Atoms.

Die zweite der beiden Hypothesen geht von der eigenartigen Beschaffenheit des normalen Wasserstoffspektrums aus. Es besteht bekanntlich aus einer Serie von Linien, die gegen das ultraviolette Ende hin immer dichter zusammenrücken und deren Wellenlängen durch eine von Balmer [4]) gefundene Formel darstellbar sind. Diese lautet:

$$\lambda = \frac{n^2}{n^2 - 4} \cdot 3{,}647 \cdot 10^{-5}\,\text{cm}, \qquad (1)$$

wobei für n der Reihe nach alle ganzen Zahlen von 3 an zu setzen sind. Die in der Formel auftretende Konstante ist also nichts anderes als die Wellenlänge, die sich für $n = \infty$ ergibt und die wir daher mit λ_∞ bezeichnen wollen. Unsere zweite, naheliegende Hypothese sagt nun aus, daß die Konstante der Balmerschen Formel identisch ist mit der Länge der von dem Wasserstoffatome emittierten ursprünglichen Welle, daß also die Größe $\frac{c}{\lambda_\infty}$, die mit ν^* bezeichnet werde, den genauen Wert der Schwingungszahl des Wasserstoffatoms darstelle.

In mathematischer Formulierung lauten also unsere beiden Hypothesen, wenn wir mit ε das elektrische Elementarquantum, mit $\gamma = \frac{\varepsilon}{m}$ die spezifische Elektronenladung und mit a den Halbmesser des Wasserstoffatoms bezeichnen, folgendermaßen:

$$h\nu^* = \frac{\varepsilon^2}{a} \text{ [1])} \qquad (2)$$

und

$$\nu^* = \sqrt{\frac{\varepsilon\gamma}{4a^3\pi^2}} \text{ [2], [3])}. \qquad (3)$$

Hieraus ergeben sich als Auflösungen nach den beiden Unbekannten ε und a die beiden Gleichungen

$$\varepsilon = \sqrt[5]{\frac{h^3\gamma\nu^*}{4\pi^2}} \qquad (5)$$

und

$$a = \sqrt[5]{\frac{h\gamma^2}{16\pi^4\nu^{*3}}}. \qquad (6)$$

Der Umstand, daß sowohl bei der Berechnung von ε als auch bei der von a aus einem schließlich erhaltenen Ausdruck noch die fünfte Wurzel zu ziehen ist, bedingt eine große Genauigkeit der so gefundenen Werte. Der Wert von ν^* ist bis auf drei Stellen wohl völlig sicher bekannt; da auch der Wert von γ ($5{,}6 \cdot 10^{17}$ im absoluten elektrostatischen Maße) durch mehr-

---

1) Eine ausführlichere Darstellung finden die hier behandelten Probleme in der in den Sitzungsberichten der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu Wien (März 1910) veröffentlichten Abhandlung des Verf.: „Über die elektrodynamische Bedeutung des Planckschen Strahlungsgesetzes und über eine neue Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und der Dimensionen des Wasserstoffatoms“.

2) Max Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig 1906. Für das elementare Wirkungsquantum fand Planck den Wert $h = 6{,}54 \cdot 10^{-27}$ erg. sec.

3) Nach der Annahme von J. J. Thomson (vgl. etwa dessen Werk „Elektrizität und Materie“, deutsch in der Sammlung „Die Wissenschaft“, Bd. 3, 2. Aufl., Braunschweig 1909, Kap. 5) besteht bekanntlich ein Atom aus einer gleichmäßig dichten Kugel von positiver Elektrizität, innerhalb deren eine Anzahl negativer Elektronen kreisförmige Bahnen um den Mittelpunkt der Kugel beschreibt. Die algebraische Summe der positiven und der negativen Elektrizität soll stets null betragen und das Wasserstoffatom als das einfachste aller Atome nur ein einziges Elektron besitzen.

4) Balmer, Notiz über die Spektrallinien des Wasserstoffes, Wied. Ann. **25**, 80, 1885; vgl. Riecke, Lehrbuch der Physik, 4. Aufl., § 345.

1) Denn es beträgt, wenn das Elektron einen Kreis vom Radius a beschreibt, sowohl die kinetische als auch die potentielle Energie $\frac{\varepsilon^2}{2a}$.

2) Diese Formel ergibt sich aus der Tatsache, daß die auf das Elektron wirkende Anziehungskraft gleich seiner Zentrifugalkraft sein muß oder

$$\frac{\varepsilon^2}{a^2} = 4ma\pi^2\nu^2.$$

3) Der Zusammenhang des elementaren Wirkungsquantums mit den Grundgrößen der Elektronentheorie würde also durch die Gleichung ausgedrückt

$$h = 2\varepsilon\pi\sqrt{ma}, \qquad (4)$$

wenn m die Masse des Elektrons bedeutet.

Digitized by Google

fache untereinander übereinstimmende Messungen[1]) ziemlich genau bestimmt ist, so ist eine Fehlergrenze von ± 5 Proz. bei h und von ± 2 Proz. bei γ wohl weit genug bemessen. Dem wurde eine Fehlergrenze von etwa ± 3 Proz. bei ε und von weniger als ± 2 Proz. bei a entsprechen. Selbst wenn wir sowohl bei h als auch bei γ eine Fehlergrenze von ± 10 Proz. annehmen wurden, so erhielten wir doch als Fehlergrenze für ε noch weniger als ± 8 Proz. und für a weniger als ± 6 Proz.

Aus den Formeln (5) und (6) ergibt sich nun als genauer Wert für das elektrische Elementarquantum

$\varepsilon = 3{,}18 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten

und als genauer Wert für den Halbmesser des Wasserstoffatoms

$$a = 1{,}88 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Der derart für ε gefundene Wert stimmt sehr gut mit demjenigen überein, den auf Grund genauester direkter Messungen Wilson[2]) für das elektrische Elementarquantum berechnete ($3{,}1 \cdot 10^{-10}$) und der sich auch ergibt, wenn man die sogen. Faradayschе Konstante (die von 1 g Wasserstoff bei der Elektrolyse transportierte Elektrizitätsmenge) mit der ihrem Betrage nach aus der kinetischen Gastheorie bekannten Masse eines Wasserstoffions multipliziert.

Der für den Halbmesser des Wasserstoffatoms gefundene Wert findet wiederum eine Bestätigung in der von Loschmidt auf Grund der kinetischen Gastheorie durchgeführten Berechnung des Halbmessers des Wasserstoffmolekuls, das man sich ja durch die Vereinigung zweier Wasserstoffatome entstanden zu denken hat; Loschmidts Berechnung ergab für den Molekulradius einen Wert von $2{,}2 \cdot 10^{-8}$ cm[3]).

Unter Benutzung der hier für ε und a abgeleiteten Werte erhält man schließlich für die Masse des Elektrons den Wert

$$m_e = 5{,}08 \cdot 10^{-28} \text{ g},$$

für die Masse des Wasserstoffatoms den Wert

$$m_H = 1{,}10 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

und für das Verhältnis der beiden Massen also die Zahl

$$\frac{m_H}{m_e} = 1030.$$

1) Versuche an Kathodenstrahlen von Kaufmann (1898) und Simon (1899). Wied. Ann. **65**, 431, 1898 und **69**, 589, 1899.

2) Phil. Mag., April 1903.

3) Vgl. etwa Riecke, Lehrbuch der Physik, 4. Aufl., S. 204.

(Eingegangen 24. März 1910.)

Die Vorgänge im Induktionsapparat.

Von J. K. A. Wertheim-Salomonson.

Bei dem Studium des Unterbrechungsvorgangs im Induktionsapparat wurden einige Erscheinungen beobachtet, für welche bis jetzt noch keine genügende Erklärung in der Literatur gegeben wurde. Es handelt sich um das Verhalten der in der oszillographisch abgebildeten primären Stromkurve zu beobachtenden Schwingungen.

Daß wirklich Schwingungen vorkommen, wurde schon angegeben von Colley, Overbeck, d'Armagnat, Walter, Schnell, Ludwig u. a. Gute Oszillogramme wurden namentlich von d'Armagnat, sowie jüngsthin von Schnell, und Ludwig veröffentlicht. In dieser Arbeit möchte ich besonders über die zeitlichen Verhältnisse dieser Oszillationen berichten.

Als Induktoren wurden meistens ein 30—35-cm-Induktor von Max Kohl sowie ein 50-cm-Induktor von Hirschmann und ein 30-cm-Induktor von Siemens & Halske benutzt. Von den reproduzierten Oszillogrammen stammt das erste von dem 50-cm-Induktor, während die übrigen sämtlich vom Kohlschen Instrument herrühren.

Als Unterbrecher wurde anfangs ein Petroleum-Quecksilber Unterbrecher, später ausschließlich ein von Ducretet gebauter unter Lichtgas arbeitender Quecksilberturbineninterruptor verwendet. Die Zahl der Unterbrechungen betrug etwa 60—130 pro Sekunde und wird bei jedem Oszillogramm genau angegeben. Als Stromquelle diente die große 110-voltige Akkumulatorenbatterie der Gleichstromzentrale des Städtischen Krankenhauses.

Als Oszillograph wurde der neue Duddellsche Hochfrequenzdoppeloszillograph der Cambridge Instrument Company benutzt, welcher sich durch bequeme Handhabung, große Empfindlichkeit, hohe Frequenz (10000 Doppelschwingungen pro Sekunde) und günstige Dämpfungsverhältnisse auszeichnete.

Die Oszillogramme wurden auf fallende Platte photographiert. Mit einer hydraulischen Reguliervorrichtung wurde die Geschwindigkeit auf etwa 1 Meter pro Sekunde eingestellt. Zur genaueren Bestimmung der Geschwindigkeit diente ein nach der Siegfried Gartenschen Methode angefertigtes Koordinatennetz mit Zeitordinaten von genau $1/6 = 0{,}001$ Sekunde, welches immer bei der Ausmessung verwendet wurde. Letztere geschah mit einem Mikroskop, mit Okular-Schraubenmikrometer bei etwa 20facher Vergrößerung.

Die Figuren, welche mit Ausnahme von Fig. 9

Digitized by Google

von links nach rechts zu lesen sind, sind genau dreifache Vergrößerungen der Originalnegative. In Fig. 1, 3, 4 und 5 sind genau je eine Unterbrechungsperiode in Fig. 2 genau zwei Unterbrechungsperioden abgebildet.

In den mitgeteilten Oszillogrammen wurde meistens die primäre Stromintensität und bisweilen auch die Änderung des magnetischen Flusses zu gleicher Zeit registriert (obere Kurve).

Der Turbinengasunterbrecher unterscheidet sich von den Unterbrechern mit Alkohol oder Petroleum durch eine erheblich bessere Wirkung. Schon Budde (Wied. Ann. **20**, 167, 1883) teilte mit, daß man bei dem Foucaultschen Unterbrecher die Oxydation des Quecksilbers

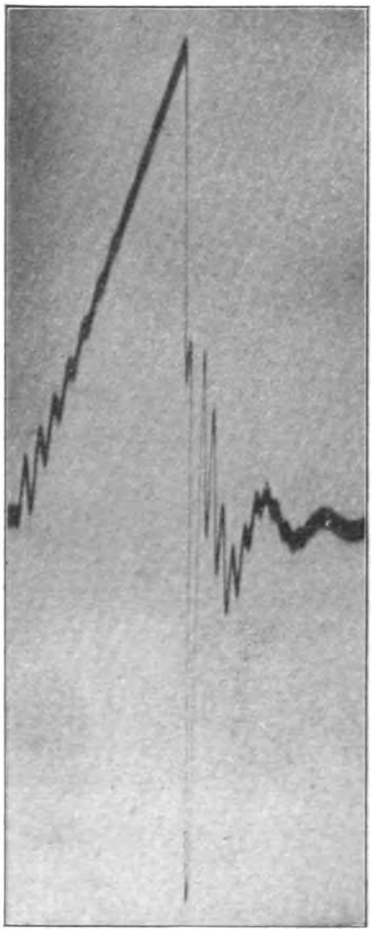


Fig. 1.

verhindern kann, indem man den ganzen Unterbrecher unter eine mit Wasserstoff gefüllte Glasglocke bringt. — Im Jahre 1908 wurde auf Veranlassung von Béclère (Arch. d'électricité médicale, 1908, XVI, S. 856) ein Turbinengasunterbrecher von Drault angefertigt. Bei vergleichenden Versuchen wurde gefunden, daß der Gasunterbrecher eine etwas höhere Unterbrechungszahl als der Alkoholunterbrecher zuläßt, daß dabei größere Ströme noch glatt unterbrochen werden, und daß bei einer etwas geringeren Stromstärke und einem viel kleineren Kondensator schon die maximale Funkenlänge erreicht wird. Aus Béclères Mitteilung, die in Deutschland wenig beachtet wurde, entnehme ich die folgende Tabelle, welche aus Versuchen an einem 30-cm-Induktor erhalten wurde.

Unterbrechung in:	Optimale prim. Kapazität.	Sekundäre Funkenl.	Mittlere prim. Stromstärke
Stickstoff	2 M.F.	22 cm dünn	4 Amp.
Kohlensäure	1 „	24 „ „	4 „
Ammoniak	1 „	30 „ „	3 „
Alkohol od. Petroleum	1 „	30 „ starker	3 „
Azetylen	0,5 „	30 „ sehr dick	2 „
Leuchtgas	0,25 „	30 „ „	1,5 „
Wasserstoff	0,2 „	30 „ flammen-	1 „
Vakuum	0,2 „	30 „ artig	1 „

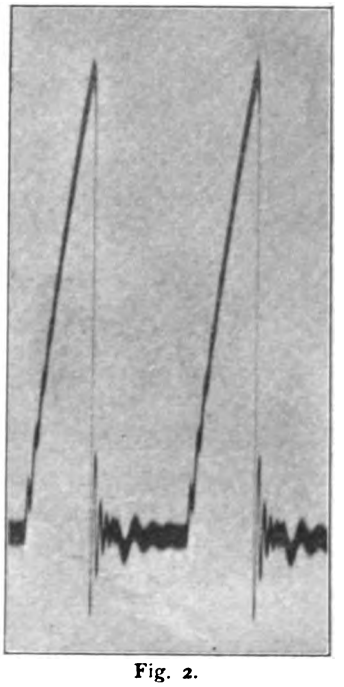


Fig. 2.

Ich kann nur bestätigen, daß der Gasturbinenunterbrecher eine erhebliche Verbesserung der gewöhnlichen Unterbrecher darstellt und daß die Béclèreschen Angaben vollständig zutreffen.

Bei dem Betrieb des Induktors mit dem Gasunterbrecher erhielt ich andere Kurven als mit dem Alkohol- oder Petroleumunterbrecher. Während letztere nur wenig Einzelheiten zeigten, beobachtete ich an ersteren deren sehr zahlreiche. Ich erwähne sofort, daß diese besonders hervortraten, als der Induktor mit dem zugehörigen,

Digitized by Google

und mit der elementaren Theorie von Lorentz, sie steht aber auch nicht im Einklang mit der Theorie von Voigt, die sie nur in außerordentlich viel geringerem Maße und von einer Dissymmetrie des Tripletts begleitet voraussagt; nach Tenani würde indessen die erwähnte Ungleichheit, aber nicht die Dissymmetrie des Tripletts vorhanden sein, die ihre Ursache sein müßte.

Gegenüber einem derartigen Ergebnisse wäre man beinahe a priori geneigt, anzunehmen, daß es durch irgendeine Störungsursache bedingt wird. Eine solche bietet sich von selbst und ist auch bereits von Tenani auf Veranlassung des Herrn Cotton untersucht worden. Es scheint nämlich der Gedanke naturgemäß, daß wenn man, wie er es getan hat, Polschuhe benutzt, von denen einer eine Bohrung zur longitudinalen Beobachtung enthält, daß dann das beobachtete Licht von Teilen der Lichtquelle ausgeht, die in Feldgebieten liegen, in denen die Feldstärke merklich verschieden ist. Dieser Erklärung lassen sich zwei Erwägungen entgegenstellen:

I. Es scheint wenig wahrscheinlich, daß in dem kleinen Raum, den der Funke oder der kapillare Teil des Geißlerrohres einnimmt, das Feld Intensitätsschwankungen aufweisen soll, die 10 bzw. 6 v. H. betragen müßten, um die Ergebnisse Tetanis zu erklären.

II. Das wird dadurch bestätigt, daß die Komponenten des Dupletts und des Tripletts (die optische Anordnung ist derart, daß jedem Punkte der Lichtquelle ein und nur ein Punkt des spektralen Bildes entspricht) auf ihrer ganzen Länge konstanten gegenseitigen Abstand haben.

Die in dieser Veröffentlichung mitgeteilten Ergebnisse gestatten ein ziemlich sicheres Urteil über die tatsächliche Tragweite dieser Betrachtungen.

Wir haben ja gesehen, daß bei der Tenanischen Versuchsanordnung (Fig. 1) das Feld sich in Richtung der Kraftlinien um etwa 27 v. H. bei einer Verschiebung um nur 2 mm verändern kann.

Unvergleichlich kleinere (bei der Empfindlichkeit der Methode aber immerhin nachweisbare) Änderungen beobachtet man, wie gesagt, in Richtung normal zum Felde, also längs der y-Achse.

Nun wird der Funke oder das Geißlerrohr gewöhnlich in Richtung normal zum Felde angeordnet. Daraus erklärt es sich, weshalb Tenani einen nahezu konstanten Abstand zwischen den Komponenten des Tripletts und des Dupletts auf der ganzen Länge gefunden hat. Man erkennt aber auch, daß die benutzten Teile der Lichtquelle, obschon sie sehr begrenzt waren, sehr wohl bei longitudinaler und bei transversaler Betrachtung in verschiedenen Gebieten des Feldes gelegen haben können, des Feldes, das sich in horizontaler Richtung bei einer Verschiebung um nur 2 mm um 27 v. H. ändert; das ist besonders dann möglich, wenn man, für den Fall des Funkens, die Luftströmungen in Betracht zieht, denen der Funke ausgesetzt ist, und wenn man beobachtet, daß die mit Geißlerröhren beobachtete Anomalie von etwas geringerem Betrage ist (etwa 10 Proz. beim Funken zwischen Magnesiumelektroden und 6 v. H. mit einem 1,8 mm starken Geißlerrohr mit Quecksilberdampffüllung).

Wir werden daher das von Tenani angegebene paradoxe Phänomen mit Reserve aufnehmen; seine Existenz wird erst bewiesen sein, wenn es sich in einem wirklich gleichförmigen Felde wiederfindet, das als solches durch ein empfindliches und sicheres Verfahren, wie das von mir angewandte, erkannt worden ist.

Physikalisches Institut der Universität Rom.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. Mai 1910.)

Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen.

Von Gerhard Vieth.

Bei umfassenderen Untersuchungen über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen beobachtete ich bei einer natürlich aktiven Substanz Unsymmetrie der magnetischen Drehung in bezug auf entgegengesetzte Felder.

Die untersuchte Substanz ist Anisalamino-α-Methylzimtsäure-akt.-amylester, die Herr Prof. Dr. Vorländer vom chemischen Institut der Universität mir gütigst zur Verfügung stellte. Die Substanz zeigt starke natürliche Rechtsdrehung; Herr cand. phil. Franke fand bei Zimmertemperatur und für monochromatisches gelbes Licht eine Drehung von 5800^0 pro mm.

In seiner Magneto- und Elektrooptik[1])

Dissymmetrien der Lage und der Intensität (siehe auch Dufour, Journ. de Phys., April 1910) betreffen auch den Zusammenhang zwischen dem longitudinalen und dem transversalen Zeemanphänomen, wie er durch das Gesetz von Cornu ausgedrückt wird, wonach die beiden Phänomene die verschiedenen Formen sein sollen, in denen dieselben zirkularen oder geradlinigen, fest im Raum orientierten, Schwingungen in den verschiedenen Richtungen erscheinen.

1) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik. Leipzig 1908, S. 11.

Digitized by Google

spricht W. Voigt die Vermutung aus, daß an Körpern von sehr starker natürlicher Drehung eine Verschiedenheit der magnetischen Drehung bei entgegengesetzten Feldern entstehen müßte.

Diese Vermutung ist durch die vorliegenden Beobachtungen, die unter Leitung des Herrn Geheimrat Prof. Dr. Dorn im physikalischen Institut der Universität angestellt worden sind, bestätigt worden.

Es folgen die Resultate für gelbes und grünes Licht.

Anisalamino-α-Methylzimtsäure-akt.-amylester

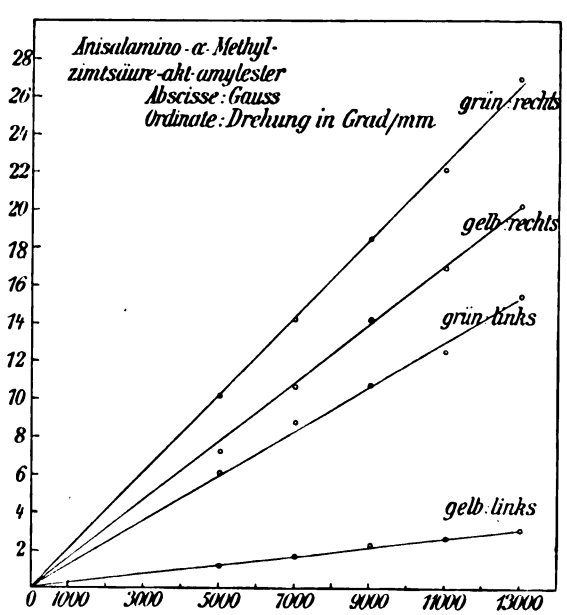
1. gelb

Linksdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,022	1,21
7000	0,032	1,77
9000	0,042	2,32
11000	0,049	2,64
13000	0,058	3,20

Rechtsdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,132	7,29
7000	0,193	10,70
9000	0,257	14,20
11000	0,307	16,96
13000	0,368	20,33



2. grün

Linksdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,110	6,08
7000	0,160	8,84
9000	0,195	10,77
11000	0,225	12,43
13000	0,280	15,47

Rechtsdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,185	10,22
7000	0,260	14,37
9000	0,335	18,51
11000	0,400	22,10
13000	0,490	27,07

Damit ist also erwiesen, daß die Rechtsdrehung größer ist als die Linksdrehung. Im übrigen zeigen die Resultate (vgl. Figur) eine Bestätigung des Gesetzes von Verdet, daß die magnetische Drehung der Polarisationsebene proportional der Intensität der Magnetisierung wächst.

Physikalisches Institut zu Halle a. S., 26. Mai 1910.

(Eingegangen 27. Mai 1910.)

Die Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens in der Relativtheorie.

Von Max Abraham.

Die Bemerkungen, die G. Nordström in dieser Zeitschrift[1]) über die Formulierung der Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens gemacht hat, veranlassen mich, diese Frage vom Standpunkte der Relativtheorie aus zu diskutieren.

H. Minkowski[2]) hat den Bewegungsgleichungen eines Massenelements die folgende Form gegeben:

$$\left.\begin{aligned} \nu \frac{d^2 x}{d\tau^2} &= X, \\ \nu \frac{d^2 y}{d\tau^2} &= Y, \\ \nu \frac{d^2 z}{d\tau^2} &= Z, \\ \nu \frac{d^2 u}{d\tau^2} &= U. \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

1) G. Nordström, diese Zeitschr. 11, 440, 1910.
2) H. Minkowski, Göttinger Nachrichten 1908, S. 53 ff., Gl. 21.

Digitized by Google

Dabei kennzeichnet ν die „Ruhmassendichte" der Materie an dem betreffenden Punkte des vierdimensionalen Raumes, dessen Koordinaten x, y, z und $u = ict$ sind. Die „Eigenzeit" τ ist eine Invariante der Lorentzschen Transformationen, d. h. ein vierdimensionaler Skalar, der mit t verknüpft ist durch

$$\frac{d\tau}{dt} = \varkappa = \sqrt{1 - q^2}, \qquad (2)$$

wo q den Geschwindigkeitsvektor, bezogen auf die Lichtgeschwindigkeit (c) als Einheit, bezeichnet.

Es ist demnach

$$c^2 q^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2$$

und andererseits, nach (2):

$$c^2 q^2 = c^2 - c^2 \left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2.$$

Es besteht also die Identität:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\tau}\right)^2 = c^2 \left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - c^2,$$

die man, $u = ict$ einführend, auch schreiben kann:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{du}{d\tau}\right)^2 = -c^2. \qquad (3)$$

Wie τ, so ist auch ν eine Invariante der Lorentzschen Transformationen; bei diesen transformieren sich somit die linken Seiten der Gleichungen (1), wie die Koordinaten $x\ y\ z\ u$, oder, in Minkowskis Ausdrucksweise, wie die Komponenten eines vierdimensionalen Vektors erster Art. Wie die Komponenten eines solchen, müssen sich, damit die Bewegungsgleichungen invariant gegenüber Lorentzschen Transformationen seien, auch die rechterseits stehenden Größen X, Y, Z, U transformieren. Diese müssen ferner, wegen der aus (3) folgenden Identität

$$\left.\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau}\cdot\frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{dy}{d\tau}\cdot\frac{d^2y}{d\tau^2} + \frac{dz}{d\tau}\cdot\frac{d^2z}{d\tau^2} + \\ + \frac{du}{d\tau}\cdot\frac{d^2u}{d\tau^2} = 0 \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

der „Orthogonalitätsbedingung" genügen:

$$\frac{dx}{d\tau}\cdot X + \frac{dy}{d\tau}\cdot Y + \frac{dz}{d\tau}\cdot Z + \frac{du}{d\tau}\cdot U = 0. \qquad (5)$$

Wir nehmen an, daß auf das betrachtete Massenteilchen elektromagnetische Kräfte einwirken. Gemäß den Prinzipien der Elektrodynamik bewegter Körper[1]) leiten sich die Komponenten $\mathfrak{K}_x\ \mathfrak{K}_y\ \mathfrak{K}_z$ der elektromagnetischen Kraft, bezogen auf die Volumeinheit, aus den Maxwellschen Spannungen und der Impulsdichte ab, und es ordnet sich ihnen, als vierte Komponente eines vierdimensionalen Vektors erster Art, die Größe zu

$$\mathfrak{K}_u = i\left\{(q\mathfrak{K}) + \frac{1}{c}Q\right\}, \qquad (6)$$

welche der Summe aus Arbeit der elektromagnetischen Kraft und Joulescher Wärme Q proportional ist.

Man sieht nun aber leicht ein, daß es nicht möglich ist, die Komponenten $\mathfrak{K}_x\ \mathfrak{K}_y\ \mathfrak{K}_z\ \mathfrak{K}_u$ mit den rechten Seiten der Minkowskischen Bewegungsgleichungen zu identifizieren. In der Tat, bildet man aus dem vierdimensionalen Geschwindigkeitsvektor

$$\left.\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} &= \frac{dx}{dt}\ \frac{dt}{d\tau} = \frac{cq_x}{\varkappa}, \\ \frac{dy}{d\tau} &= \frac{dy}{dt}\ \frac{dt}{d\tau} = \frac{cq_y}{\varkappa}, \\ \frac{dz}{d\tau} &= \frac{dz}{dt}\ \frac{dt}{d\tau} = \frac{cq_z}{\varkappa}, \\ \frac{du}{d\tau} &= \frac{du}{dt}\ \frac{dt}{d\tau} = \frac{ci}{\varkappa}, \end{aligned}\right| \qquad (7)$$

und dem elektromagnetischen Kraftvektor das (vierdimensionale) skalare Produkt

$$\frac{dx}{d\tau}\mathfrak{K}_x + \frac{dy}{d\tau}\mathfrak{K}_y + \frac{dz}{d\tau}\mathfrak{K}_z + \frac{du}{d\tau}\mathfrak{K}_u = c\Phi, \qquad (8)$$

so ergibt sich für diese Invariante der Wert

$$c\Phi = \frac{c}{\varkappa}\{(q\mathfrak{K}) + i\mathfrak{K}_u\},$$

oder, nach (6):

$$c\Phi = -\frac{Q}{\varkappa}. \qquad (9)$$

Diese Invariante ist also, falls in dem Massenteilchen eine Joulesche Wärmeentwicklung stattfindet, von Null verschieden; definiert man die elektromagnetische Kraft und Wärme aus den Impuls- und Energiesätzen, so ist es nicht möglich, den erhaltenen Vektor erster Art $\mathfrak{K}_x\ \mathfrak{K}_y\ \mathfrak{K}_z\ \mathfrak{K}_u$ mit dem Vektor erster Art $X\ Y\ Z\ U$ zu identifizieren, der die rechten Seiten der Minkowskischen Bewegungsgleichungen bildet: denn die Orthogonalitätsbedingung (5) wäre dann nicht mehr erfüllt.

Diese Schwierigkeit hat Minkowski dadurch zu heben versucht, daß er die Definition der elektromagnetischen Kraft abänderte. Indem er nämlich die Zusatzkraft

$$\Phi\cdot\frac{q}{\varkappa}$$

einführt, definiert er die elektromagnetische Kraft durch die ersten drei Komponenten des Vektors erster Art

1) Vgl. M. Abraham, diese Zeitschr. 10, 737, 1909.

Digitized by Google

$$\left.\begin{aligned} X &= \mathfrak{K}_x + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{dx}{d\tau}, \\ Y &= \mathfrak{K}_y + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{dy}{d\tau}, \\ Z &= \mathfrak{K}_z + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{dz}{d\tau}, \\ U &= \mathfrak{K}_u + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{du}{d\tau}. \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Dieser genügt, gemäß (8) und (3), der Orthogonalitätsbedingung (5); er wird von Minkowski mit der rechten Seite des Quadrupels der Bewegungsgleichungen (1) identifiziert.

Durch Einführung der Zusatzkraft wird auch der Wert der Arbeit (A) abgeändert. Er ist jetzt

$$A = c\,\{q_x X + q_y Y + q_z Z\} = c\left\{(q\mathfrak{K}) + \Phi\frac{q^2}{\varkappa}\right\},$$

oder, nach (9)

$$A = c\,(q\mathfrak{K}) - Q\frac{q^2}{\varkappa^2}. \qquad (11)$$

Andererseits folgt, für die Größe

$$U = \mathfrak{K}_u + \Phi\frac{i}{\varkappa}$$

nach (6) und (9) der Wert

$$U = i\left\{(q\mathfrak{K}) + \frac{Q}{c} - \frac{Q}{c}\cdot\frac{1}{\varkappa^2}\right\},$$

und da identisch ist

$$1 - \frac{1}{\varkappa^2} = 1 - \frac{1}{1-q^2} = -\frac{q^2}{\varkappa^2},$$

so erhält man

$$U = \frac{i}{c}\cdot A. \qquad (12)$$

Es lautet also die letzte der Bewegungsgleichungen (1):

$$\nu\frac{d^2u}{d\tau^2} = \frac{i}{c}\cdot A,$$

oder

$$\nu c^2\frac{d^2t}{d\tau^2} = A.$$

Minkowski schreibt nun, indem er die Ruhmasse des Teilchens als unveränderlich betrachtet,

$$\frac{d}{d\tau}\left(\nu c^2\frac{dt}{d\tau}\right) = A, \qquad (13)$$

und interpretiert diese Gleichung als Energiegleichung, also als Energie der Materie pro Volumeinheit die Größe

$$\nu c^2\frac{dt}{d\tau} = \frac{\nu c^2}{\sqrt{1-q^2}}. \qquad (14)$$

Es liegt auf der Hand, daß die Gleichung (13) nur dann als Ausdruck des Energieprinzipes gelten kann, wenn dem Massenteilchen Energie allein in Form von Arbeit, aber nicht in Form von Wärme zuströmt. Handelt es sich aber um einen Leiter, in dem Joulesche Wärme entsteht, so ist (13) nicht als Ausdruck des Energieprinzips zu betrachten. Es ist dann das Quadrupel der Minkowskischen Bewegungsgleichungen derart abzuändern, daß in der vierten die Joulesche Wärme auftritt.

Die Abänderung, die ich bereits in früheren Mitteilungen[1]) angegeben habe, ist die folgende:

Die Minkowskische Zusatzkraft wird gestrichen, und den Bewegungsgleichungen wird, an Stelle von (1), die Form gegeben:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dx}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_x, \\ \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dy}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_y, \\ \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dz}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_z, \\ \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{du}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_u. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

ν, die „Ruhmassendichte" der Materie, muß auch jetzt noch, damit die Gleichungen invariant gegenüber Lorentzschen Transformationen seien, ein vierdimensionaler Skalar sein, der jedoch als Funktion der Eigenzeit τ angesehen werden kann. Schreibt man die Gleichungen (15)

$$\begin{aligned} \nu\frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dx}{d\tau} &= \mathfrak{K}_x, \\ \nu\frac{d^2y}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dy}{d\tau} &= \mathfrak{K}_y, \\ \nu\frac{d^2z}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dz}{d\tau} &= \mathfrak{K}_z, \\ \nu\frac{d^2u}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{du}{d\tau} &= \mathfrak{K}_u. \end{aligned}$$

multipliziert sie der Reihe nach mit $\frac{dx}{d\tau}$, $\frac{dy}{d\tau}$, $\frac{dz}{d\tau}$, $\frac{du}{d\tau}$, und addiert, so ergibt sich, mit Rücksicht auf (3), (4) und (8):

$$c^2\frac{d\nu}{d\tau} = -c\Phi. \qquad (16)$$

Da Φ, ν und τ, vierdimensionale Skalaren sind, so ist diese Beziehung mit dem Relativitätsprinzip wohl vereinbar. Ihre physikalische Bedeutung ergibt sich, indem man aus (9) den Wert von Φ einsetzt:

$$c^2\frac{d\nu}{d\tau} = \frac{Q}{\varkappa}, \qquad (16a)$$

oder, gemäß (2),

$$c^2\frac{d\nu}{dt} = Q. \qquad (16b)$$

1) M. Abraham, diese Zeitschr. **10**, 737, 1909. Vgl. auch die Arbeit: Sull' elettrodinamica di Minkowski. Rendic. di Palermo, 1910, 2°. sem., § 4.

Digitized by Google

Sie drückt aus, daß eine Entwicklung Joulescher Wärme in der Materie von einer entsprechenden Zunahme der Ruhmasse begleitet ist.

Die letzte der Gleichungen (15) schreibt sich, wenn man für u seinen Wert ict und für $\mathfrak{K}_u$ den durch (6) gegebenen Ausdruck einsetzt:

$$\frac{d}{d\tau}\left(vc^2\frac{dt}{d\tau}\right) = Q + (c\,q\,\mathfrak{K}), \qquad (17)$$

wobei

$$vc^2\frac{dt}{d\tau} = \frac{vc^2}{\sqrt{1-q^2}} \qquad (18)$$

auch hier, wie in (14), die Dichte der Energie der Materie angibt.

Die Energiegleichung (17), die unserer Formulierung der Bewegungsgleichungen entspricht, enthält — im Gegensatz zu (13) — nicht nur die Arbeitsleistung der elektromagnetischen Kraft, sondern auch die Joulesche Wärme. Sie ist daher als vollständiger Ausdruck des Energieprinzips zu betrachten, während die Minkowskische Formulierung der Bewegungsgleichungen und der Energiegleichung nur bei Isolatoren zutrifft.

Es ist mir, bei dem dargelegten Sachverhalt, unverständlich, wie G. Nordström[1]) in meiner Formulierung der Bewegungsgleichungen einen Widerspruch mit dem Satze von der Erhaltung der Energie finden konnte, der ihn veranlaßt, ihr seine Billigung zu versagen. Sehen wir zu, welche Formulierung er selbst vorschlägt.

Nordström definiert, mit Minkowski, die elektromagnetische Kraft durch die rechten Seiten XYZ der Bewegungsgleichungen (1). Indem er aber, von Minkowski darin abweichend, die Ruhmasse der Materie als veränderlich betrachtet, schreibt er die Gleichung (1)

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d}{d\tau}\left(v\frac{dx}{d\tau}\right) &= X + \frac{dv}{d\tau}\frac{dx}{d\tau},\\
\frac{d}{d\tau}\left(v\frac{dy}{d\tau}\right) &= Y + \frac{dv}{d\tau}\frac{dy}{d\tau},\\
\frac{d}{d\tau}\left(v\frac{dz}{d\tau}\right) &= Z + \frac{dv}{d\tau}\frac{dz}{d\tau},\\
\frac{d}{d\tau}\left(v\frac{du}{d\tau}\right) &= U + \frac{dv}{d\tau}\frac{du}{d\tau}.
\end{aligned}\right| \qquad (19)$$

Hier stimmen nun die linken Seiten ganz mit denjenigen meiner Bewegungsgleichungen (15) überein; auch die rechten Seiten stimmen überein, wie aus (10) hervorgeht, wenn man die Beziehung (16):

$$c^2\frac{dv}{d\tau} = -c\,\Phi$$

beibehält, wie es Nordström tut. Der einzige Unterschied zwischen meiner Formulierung und der seinigen ist daher der, daß ich den Vektor $\mathfrak{K}$ als ponderomotorische Kraft anspreche, er den Vektor XYZ. Dies hat nun, wie oben dargetan wurde, zur Folge, daß, entsprechend (12), das Glied mit U in der letzten der Gleichungen (19) die Arbeit angibt. Um diese Gleichung auf die Form zu bringen, welche dem Energieprinzip entspricht:

$$\frac{d}{d\tau}\left(vc^2\frac{dt}{d\tau}\right) = A + Q_u,$$

muß Nordström setzen

$$i\frac{Q_u}{c} = \frac{dv}{d\tau}\frac{du}{d\tau} = \frac{ic}{\varkappa}\frac{dv}{d\tau},$$

so daß für die Joulesche Wärme erhalten wird:

$$Q_u = \frac{c^2}{\varkappa}\frac{dv}{d\tau} = -\frac{c\,\Phi}{\varkappa}, \qquad (20)$$

d. h. gemäß (9):

$$Q_u = \frac{Q}{\varkappa^2} = \frac{Q}{1-q^2}. \qquad (20a)$$

Man erhält also, wenn man die Minkowski-Nordströmsche Definition der ponderomotorischen Kraft annimmt, als Wärmeentwickelung einen im Verhältnis $1 : 1-q^2$ größeren Wert, als nach meiner Definition. Hierauf hatte ich bereits in der früheren Mitteilung hingewiesen und dargetan, daß jener Faktor $1/1-q^2$ mit den Grundsätzen der Elektrodynamik nicht vereinbar ist. Auch die folgende thermodynamische Überlegung zeigt die Unzulässigkeit des Nordströmschen Ausdrucks (20).

M. Planck hat gezeigt[1]), daß die Entropie eines bewegten Körpers eine Invariante bei Lorentzschen Transformationen ist, und daß ferner, wenn T die Temperatur bezeichnet, auch $\frac{T}{\sqrt{1-q^2}}$ eine Invariante ist. Nun müssen sich nach dem zweiten Hauptsatze, die Wärmemengen, bezogen auf zwei gegeneinander bewegte Bezugssysteme, wegen der Invarianz der Entropie verhalten wie die Temperaturen, also muß auch $\frac{Q}{\sqrt{1-q^2}} = \frac{Q}{\varkappa}$ ein vierdimensionaler Skalar sein. Dieser Forderung genügt, wie aus (8) und (9) hervorgeht, der von mir für Q angegebene Wert, aber nicht der Nordströmsche Wert (20). Hieraus folgt: Der Nordströmsche Ausdruck für die Joulesche Wärme ist, als der Relativitätsthermodynamik widersprechend, zu verwerfen, und ebenso die Definition der elektromagnetischen Kraft, auf der er beruht.

Hingegen die durch die Bewegungsgleichun-

1) G. Nordström, diese Zeitschr. 11, 440, 1910.

1) M. Planck, Berliner Sitzungsber. 1907, S. 542 ff.

Digitized by Google

gen (15) gegebene Definition der ponderomotorischen, speziell der elektromagnetischen Kraft, die ich auch ohne die Billigung von G. Nordström aufrecht erhalte, ist die einzige, die sowohl mit dem Relativitätsprinzip als auch mit den allgemeinen Grundsätzen der Elektrodynamik und der Thermodynamik vereinbar ist.

Wenn ich mich auch in der vorliegenden Note auf den Standpunkt des Relativitätsprinzips stelle, so brauche ich doch wohl kaum zu bemerken, daß es mir überaus zweifelhaft erscheint, ob die Relativtheorie zu einer logisch zulässigen, tatsächlich richtigen und zweckmäßigen Darstellung der Mechanik führen wird. Der von M. Born[1]) in seiner Göttinger Habilitationsschrift unternommene Versuch, die Einsteinsche Definition der Länge bewegter Körper auf solche Bewegungen auszudehnen, die von den Koordinaten und der Zeit abhängen, muß als gescheitert gelten, nachdem P. Ehrenfest[2]), G. Herglotz[3]), F. Noether[4]) und T. Levi-Cività[5]) dargetan haben, daß der zugrunde gelegte Starrheitsbegriff auf Rotationsbewegungen nicht anwendbar ist. Warten wir ab, ob es den Relativtheoretikern gelingt, eine andere, befriedigende, Starrheits- bzw. Längendefinition zu geben und so die logische Zulässigkeit des Einstein-Minkowskischen Raum- und Zeitbegriffes wahrscheinlicher zu machen.

M. Planck[6]) glaubt allerdings, dem Einwand von Ehrenfest[2]) dadurch entgehen zu können, daß er auf die Deformierbarkeit der wirklichen Körper hinweist. Nun wäre es zwar zu wünschen, daß die Anhänger der Relativtheorie davon Rechenschaft geben, wie ein elastischer Körper sich verhält, wenn er, etwa adiabatisch, in Drehung versetzt wird. Vielleicht wirft die Diskussion der Lösung dieses Problems und insbesondere des Grenzfalles, wo der Körper äußerst wenig deformierbar angenommen wird, auch Licht auf den Starrheitsbegriff der Relativtheorie. Solange indessen eine Lösung des erwähnten Problems nicht vorliegt, kann in der Bemerkung von M. Planck eine Entkräftung des Ehrenfestschen Einwandes nicht erblickt werden.

1) M. Born, Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909.
2) P. Ehrenfest, diese Zeitschr. **10**, 918, 1909.
3) G. Herglotz, Ann. d. Phys. **31**, 393, 1910.
4) F. Noether, Ann. d. Phys. **31**, 919, 1910.
5) P. Levi-Cività, Ann. d. Phys **32**, 236, 1910.
6) M. Planck, diese Zeitschr. **11**, 294, 1910.

Mailand, 10. Mai 1910.

(Eingegangen 15. Mai 1910.)

Zur Frage der Emission von Spektrallinien durch Temperaturstrahlung.

Von Christian Füchtbauer.

Die Ansicht, daß Spektrallinien, speziell die Hauptserienlinien der Alkalien nie durch reine Temperaturstrahlung emittiert werden könnten, scheint noch immer von den meisten geteilt zu werden. Deshalb möchte ich auf Versuche hinweisen, nach denen diese Ansicht unhaltbar erscheint. Wenn die Linie von einer auf gleichmäßiger Temperatur befindlichen Röhre, in der kein anderer Prozeß verläuft, absorbiert wird, wird sie natürlich auch emittiert. Die Versuche bei hoher Temperatur scheinen, obwohl sie mir genügen würden, als nicht einwandfrei zu gelten, es werden nämlich dabei Metallröhren verwendet; wobei geringe Mengen reagierender Gase schwer auszuschließen sind. Sie müssen außerhalb des Ofens durch aufgekittete Fenster verschlossen sein, so daß Destillation stattfindet. Daher sei an folgenden von mir gelegentlich der Auffindung der Leitfähigkeit der Alkalidämpfe bei niedrigen Temperaturen ausgeführten Versuch[1]) erinnert: Natrium befand sich in einem mit Durchsichtkugeln versehenen, nach starkem Erhitzem von der Pumpe abgeschmolzenen Glasrohr von 15 cm Länge, das ganz im elektrischen Ofen lag. In diesem überall gleichmäßig erhitzten Rohr zeigten sich schon bei 190° die *D*-Linien in Absorption. Da in diesem Rohr keinerlei Destillation stattfindet, das Rohr absolut gasdicht war, was bei Metallröhren schwer in gleichem Grad erreichbar ist, und kein merklicher chemischer Prozeß verlief, indem das Glas, bei dieser tiefen Temperatur nicht merklich, jedenfalls nicht bis zur Färbung, angegriffen wurde, ist das Kirchhoffsche Gesetz auf den Dampf anwendbar. Es findet Temperaturstrahlung in den *D*-Linien statt. (Bei der Stärke dieser Absorptionslinien ist diese in gesättigtem Dampf von praktisch in Betracht kommenden Schichtdicken sehr bald von der gleichen Intensität wie beim schwarzen Körper, muß also z. B. bei 1000° gut beobachtbar sein).

Am Schluß seiner sehr sorgfältigen Untersuchung über die Strahlung der Bunsenflamme sucht Hans Schmidt[2]) die Auffassung, daß diskontinuierliche Emission stets auf Lumineszenz hindeute, durch eine eigens erdachte Hypothese zu halten. In Wahrheit ist das Ergebnis dieser genauen Messungen, daß bei dem verwendeten Brenner die ultraroten Wasserdampf- und Kohlensäurebanden nur durch Temperaturstrahlung der Verbrennungsgase emittiert werden

1) Diese Zeitschr. **10**, 376, 1909.
2) Diss. Berlin, Ann. d. Phys. **29**, 1027, 1909.

Digitized by Google

und daß diese Emission mit dem Verbrennungsvorgang nichts zu tun hat.

Natürlich kann bei chemischen und elektrischen Prozessen die Temperatur der Strahlung von der Körpertemperatur durchaus verschieden sein[1]).

1) Vgl. W. Wien, Ann. d. Phys. **23**, 415, 1907.

Leipzig, den 12. Mai 1910.

(Eingegangen 15. Mai 1910.)

Elektrostatischer Potentialmultiplikator nach A. Einstein.

Von C. und P. Habicht.

A. Einstein hat in dieser Zeitschrift[1]) eine Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen publiziert. Wir haben nach eingehenden Versuchen einen Apparat nach dieser Methode konstruiert, der von den bekannten Nachteilen des Quadrantelektrometers frei ist und einen äußerst weiten Meßbereich ergibt. Im folgenden sind die Konstruktion und zur Prüfung der Leistungsfähigkeit des Apparats angestellten Versuche beschrieben.

Konstruktion.

Der Apparat besteht aus sechs übereinander angeordneten Zellen oder Stufen. Fig. 1 ist eine vertikale Ansicht, Fig. 2 ein horizontaler Schnitt durch die 2. Stufe des Apparates. Die an den Säulen B befestigten Metallplatten D tragen die Kugellager der durchgehenden Welle C, sowie die Isolatoren J der von uns als Erreger E und Abnehmer A bezeichneten ruhenden Metallblättchen. An der Welle C sind durch die Isolatoren R die Metallblättchen F befestigt. Dreht sich die Welle C, so berühren diese Blättchen F abwechselnd die federnden Erdungskontakte H und die Abnehmerkontakte K derart, daß die Unterbrechung aller Kontakte in dem Moment erfolgt, in welchem die rotierenden Blättchen F vollständig von den ruhenden A und E umhüllt sind.

Wird der primäre Erreger E_1 auf einem konstanten, z. B. positiven, Potential P_0 gehalten, so bildet er mit dem darin liegenden, durch H_1 geerdeten Blättchen F_1 einen Luftkondensator. Dreht sich F_1 weiter, so unterbricht H_1 die Erdung, und da durch das Herausdrehen F_1 von dem induzierenden Bügel entfernt wird, die auf F_1 befindliche Elektrizitätsmenge aber konstant geblieben ist, hat sich das Potential von F_1 auf einen konstanten Betrag erhöht, dessen absoluter Wert $> |-P_0|$ ist.

1) A. Einstein, diese Zeitschr. **9**, 216—217, 1908.

Beim Weiterrotieren kommen die Blättchen F in den Abnehmer A_1 und geben dort so lange Ladung an A_1 ab, bis dessen Potential eine gewisse Höhe erreicht hat. Dieses nach einer Anzahl von Umdrehungen stationäre Potential $-P_1$ ist seinem absoluten Wert nach bedeutend größer als $|P_0|$. Der Quotient $\left|\frac{P_1}{P_0}\right|$ heiße Übersetzung der Stufe 1.

Da der Abnehmer jeder Stufe mit dem Erreger der nächsten durch die Spindel L leitend verbunden ist, wird sich hier der Vorgang wiederholen und am Abnehmer der n^{ten} Stufe nach einer gewissen Anzahl Umdrehungen das stationäre Potential $P_n = P_0 \cdot a_1 \cdot a_2 \ldots a_n$ herstellen, wobei a die Übersetzung einer Stufe bedeutet.

Aus der Anordnung ergibt sich, daß die Abnehmer A_2, A_4, A_6 Ladung vom Zeichen des primären Erregers E_1, die auf der entgegengesetzten Seite liegenden A_1, A_3, A_5 Ladung vom entgegengesetzten Zeichen annehmen. Die Metallplatten D verhindern eine schädliche Influenzwirkung einer Stufe auf die andere.

Der ganze Apparat ist durch einen starken Metallmantel m (im Schnitt gezeichnet) sowohl gegen Staub als auch gegen Influenzwirkungen von außen vollkommen geschützt. Mantel m trägt 6 Anschlußstutzen u, welche gestatten, mittels des Stöpsels S am Abnehmer jeder beliebigen Stufe die sekundäre Spannung abzunehmen. Durch Messung dieser sekundären Spannung ergibt sich nach obiger Gleichung die primäre Spannung P_0.

Der in Fig. 2 dargestellte Kompensator O dient dazu, den bei Messung kleiner Potentiale sich bemerkbar machenden Voltaeffekt zu kompensieren. Dies geschieht dadurch, daß die von außen verstellbare, durch ein Element auf konstanter Spannung gehaltene Zunge Z durch Influenz auf die rotierenden Teilchen der 2. Stufe wirkt. Durch die Stellschraube T kann Z fixiert werden.

Die Isolation erfolgt beim ersten Erreger E_1 durch Bernstein; die übrigen isolierten Teile des Apparates sind durch eine schellackfreie Ausgußmasse isoliert, die bei großer Festigkeit ein ausgezeichnetes Isolationsvermögen in trockener und feuchter Luft besitzt.

Versuche.

Die folgenden Versuche führten wir gemeinsam mit A. Einstein im Züricher Universitätslaboratorium aus.

Für die Beurteilung des Apparats sind hauptsächlich folgende Punkte maßgebend.

Es ist zu untersuchen:

Digitized by Google

Fig. 1.

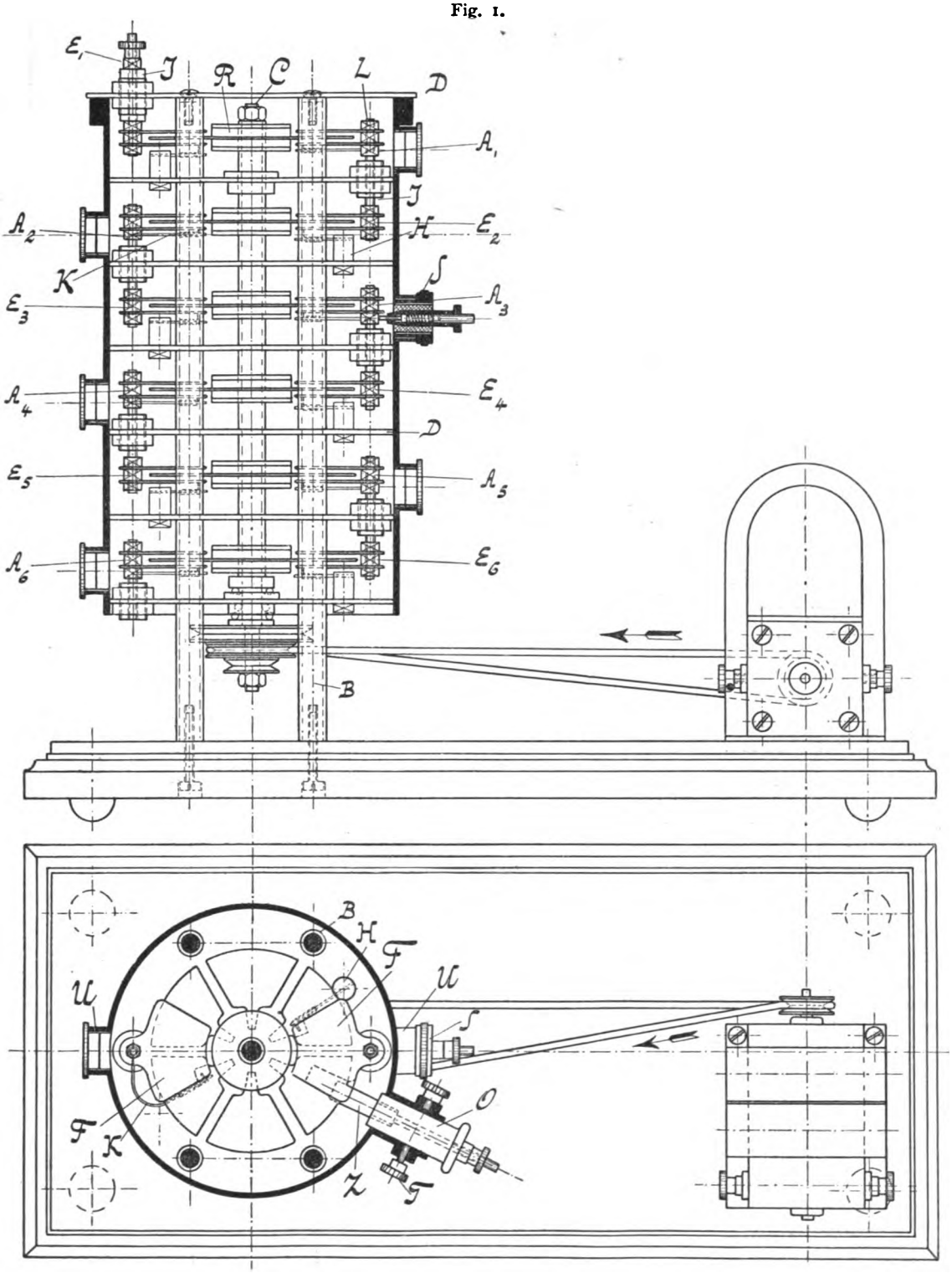


Fig. 2.

Digitized by Google

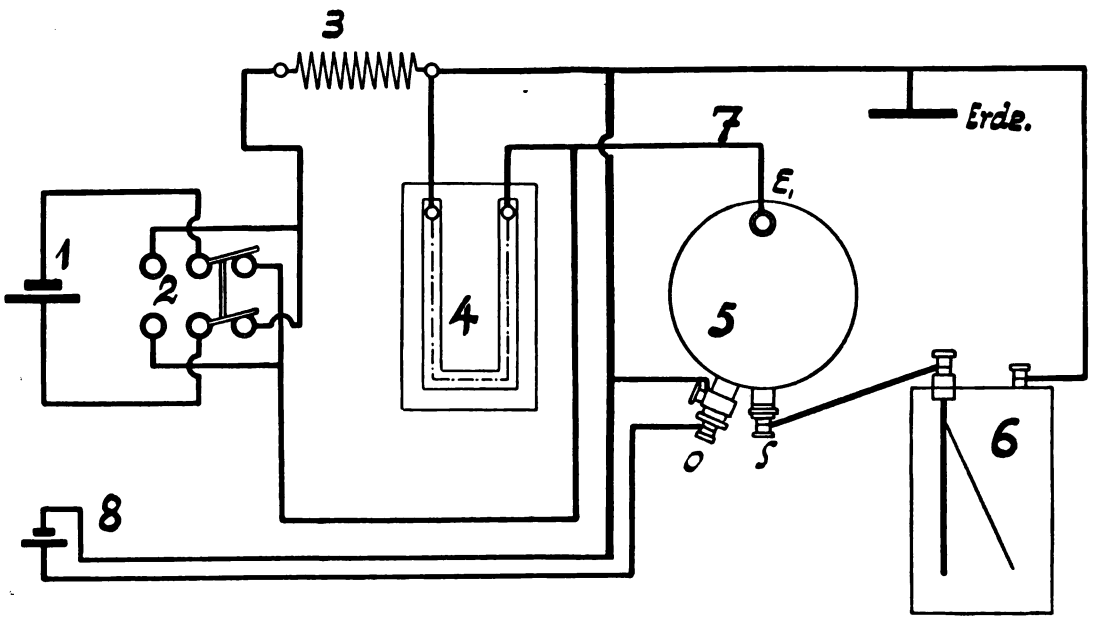


Fig. 3.

a) Ob die Übersetzung a einer Stufe einen konstanten, von der primären Spannung P_0 unabhängigen Wert besitzt.

b) Welchen Betrag die scheinbaren, durch den Apparat bedingten, Spannungsschwankungen des primären Erregers erreichen, deren Maß die Schwankungen der sekundären Spannungen bei geerdetem ersten Erreger sind.

c) Ob Inkonstanz der Tourenzahl der Welle C einen wesentlichen Einfluß auf die Übersetzung ausübt.

a) Obenstehendes Schema Fig. 3 zeigt die zur Untersuchung der Übersetzung a benutzte Anordnung.

Akkumulator 1 ist durch Wippe 2 auf den Vorschaltwiderstand 3 sowie den Stöpselrheostat 4 so geschaltet, daß dem primären Erreger des Potentialmultiplikators 5 durch Leitung 7 jedes beliebige Potential zwischen 0 und 1,5 Volt erteilt werden kann. Die Gehäuse des Potentialmultiplikators 5 und des Elektroskops 6, sowie ein Pol des Trockenelementes 8 und eine Klemme des Stöpselrheostaten 4 sind geerdet. Eine Leitung erteilt durch Stöpsel S die sekundäre Spannung des Potentialmultiplikators dem Elektroskope 6. Element 8 ist mit einem Pole zur Kompensationsvorrichtung O verbunden. Nach Anschluß des Elektroskops an den Abnehmer A_6 bei geerdetem primären Erreger wurde durch Einstellen der Zunge Z des Kompensators der Elektroskopausschlag auf nahezu 0 gebracht.

Darauf wurde das Elektroskop an A_3 angeschlossen und dem Primärerreger E_1 durch Veränderung des Widerstandes im Stöpselrheostat ein solches Potential r_3 bzw. l_3 erteilt, daß sich am Elektroskop 6 bei nach rechts bez. nach links gelegter Wippe der Ausschlag in Skalenteilen n ergab. Denselben Ausschlag n erteilten wir darauf dem Elektroskope unter Anschluß an A_4 und A_5 und bestimmten die dazu erforderlichen Spannungen r_4 und l_4 sowie r_5 und l_5 für nach rechts bez. links gelegte Wippe.

Es ergab sich dann die Übersetzung

$$\frac{r_4 + l_4}{r_3 + l_3} = a_4 \text{ und } \frac{r_5 + l_5}{r_4 + l_4} = a_5.$$

Indem wir diesen Versuch für andere Elektroskopausschläge wiederholten, ergaben sich diese Übersetzungen für andere Primärspannungen. Mehrere solche Versuchsreihen wurden ausgeführt, von denen wir hier ein Beispiel anführen.

Stufenzahl, Element-Spannung, Vorschaltwiderstand	Skalenteile am Elektroskop	Ω im Stöpselrheostat bei Stellung der Wippe nach rechts	Ω im Stöpselrheostat bei Stellung der Wippe nach links	$\frac{r+l}{2}$ Primär angelegte mittlere Spannung in Volt	Übersetzung a der Stufen 4 und 5
3 Stufen	50	285	287	0,4537	
El.-Sp. = 2,04 Volt	50	285	287	0,4537	
Vorschaltwiderstand 1000 Ω.	170	912	912	0,9730	
	170	912	912	0,9730	
4 Stufen	50	295	297	0,0586	7,74
El.-Sp. = 2,04 Volt	50	296,0	296,5	0,0587	7,73
Vorschaltwiderstand 10000 Ω.	170	650	651	0,1245	7,81
	170	652	652	0,1248	7,80
5 Stufen	50	31,5	35,5	0,0068	8,63
El.-Sp. = 2,04 Volt	50	31,0	36,0	0,0068	8,64
Vorschaltwiderstand 10000 Ω.	170	70,0	73,0	0,0145	8,58
	170	70,0	75,0	0,0146	8,56

Digitized by Google

Es ergibt sich aus diesen Zahlen eine vollständige Unabhängigkeit der Übersetzung von der primären Spannung, da die auftretenden Schwankungen der Übersetzung durch die unter b) genannten Spannungsschwankungen bedingt sind. Um die Totalübersetzung vom primären Erreger bis zur 3., 4. und 5. Stufe zu bestimmen, verwendeten wir ein geeichtes Elektroskop der Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig, bei sonst gleicher Versuchsanordnung. Es ergaben sich die Totalübersetzungen

bis zur 3. Stufe zu 680.
„ „ 4. „ „ 5260
„ „ 5. „ „ 46000.

Bei allen diesen Versuchen wurde nach jeder Meßreihe der 0-Punkt beobachtet. Eine Verschiebung trat nicht ein.

b) Zur Ermittlung dieser Spannungsschwankungen wurde das Elektroskop bei geerdetem primären Erreger an A_6 angeschlossen. Es ergaben sich im Verlauf einer zweistündigen Beobachtungsdauer Spannungsschwankungen am Elektroskope im Betrage von 50—200 Volt. Da die Totalübersetzung bis zur 6. Stufe ca. 360000 beträgt, so ergibt sich eine mittlere scheinbare Spannungsschwankung von etwa $^3/_{10000}$ Volt.

c) Die Tourenzahl der Welle war während der Versuche fortwährend sehr starken Schwankungen ausgesetzt, da der Antrieb von einem kleinen Wassermotor aus erfolgte, dessen Leitung auch einige größere Motoren speist. Wenn die Tourenzahl der Welle C den Wert von 1500 pro Min. nicht überschritt, so zeigte sich kein bemerkbarer Einfluß auf die Übersetzung.

Resultate.

Aus diesen Versuchen, denen sich andere angereiht haben, ergibt sich folgendes:

Der Potentialmultiplikator besitzt praktisch vollkommene Proportionalität zwischen sekundärer und primärer Spannung. Diese Eigenschaft erlaubt eine Eichung des Instrumentes.

Da die Gesamtübersetzungen eines solchen Instrumentes vom primären Erreger bis

a_1 etwa 8,5
a_2 „ 72,0
a_3 „ 620
a_4 „ 5200
a_5 „ 45000
a_6 „ 360000

betragen, so gestattet dasselbe in Verbindung mit einem z. B. 100—1000 Volt zeigenden elektrostatischen Meßinstrument im Anschluß an den Abnehmer

A_6 die Messg. aller Potent. v. 0,0005 bis 0,0027 V.
A_5 „ „ „ „ „ 0,0023 „ 0,022 „
A_4 „ „ „ „ „ 0,020 „ 0,19 „
A_3 „ „ „ „ „ 0,170 „ 1,60 „
A_2 „ „ „ „ „ 1,40 „ 13 „
A_1 „ „ „ „ „ 12 „ 110 „
dir. „ „ „ „ „ 100 „ 1000 „

Die scheinbare primäre Spannungsschwankung von 0,0003 Volt beschränkt den Meßbereich nach unten auf etwa 0,0005 Volt.

Ein aus dem Potentialmultiplikator und einem elektrostatischen Meßinstrument wie oben bestehendes Aggregat ersetzt mehrere elektrostatische Meßinstrumente von verschiedenen Meßbereichen.

Besondere Vorzüge vor dem Quadrantenelektrometer sind: kleine Kapazität des primären Erregers (etwa 10 cm), welche erlaubt, äußerst kleine elektrische Mengen zu messen; der Fortfall der Hochspannungsbatterie; Unempfindlichkeit gegen Erschütterungen und Temperaturschwankungen; Verwendbarkeit für Demonstrationszwecke, da als Anzeige-Instrument ein Zeigerinstrument von großer Kapazität verwendet werden kann; leichte Transportfähigkeit.

Es ist aus den gegebenen Daten leicht ersichtlich, daß z. B. ein einziger radioaktiver Elementarprozeß bei der geringen Kapazität des primären Erregers mit dem Instrument leicht konstatiert werden kann und zwar ohne Benutzung des Rutherfordschen Kunstgriffes.

Statt für Meßzwecke läßt sich der Potentialmultiplikator auch zur Herstellung einer konstanten Hochspannung bis zu 1000 Volt benutzen.

Die angeführten Resultate und gesammelten Erfahrungen haben uns bewogen, die Konstruktion zum Patent anzumelden und die Fabrikation des Apparates selbst zu übernehmen.

Es sei uns auch an dieser Stelle gestattet, Herrn Prof. A. Einstein für die außerordentliche Förderung, die unsere Arbeit durch seine Mithilfe erfahren hat, herzlich zu danken. Ebenso sprechen wir den Herren Prof. Kleiner und Dr. Greinacher für die liebenswürdige Überlassung der notwendigen Apparate unsern besten Dank aus.

Schaffhausen, 23. Mai 1910.

(Eingegangen 28. Mai 1910.)

Demonstration der Polarisationsazimute konvergenter Lichtstrahlen beim Austritt aus doppelbrechenden Kristallplatten [1]).

Von A. Johnsen.

Die gewöhnlichen Projektionsschirme, wie Leinwand, Papier und übergipste Flächen,

1) Aus d. Centralbl. f. Mineralogie, Jahrg. 1910, Nr. 7.

Digitized by Google

depolarisieren infolge ihrer Doppelbrechung auffallendes linear polarisiertes Licht vor der Reflexion zum großen Teil, weil eine Anzahl der Strahlen z. B. die oberflächlichen Gipskriställchen durchdringt und elliptisch polarisiert wieder verläßt.

Betrachtet man das auf Papier projizierte Bild einer pleochroitischen Turmalinplatte durch ein Nicol, so ist infolge der doppelbrechenden Papierfasern kein Pleochroismus wahrzunehmen, wohl aber, wenn man auf Mattglas oder auf mattierte Metallflächen projiziert. Letzteres gilt daher auch im Gegensatz zu anderen Projektionsschirmen von den durch H. Lehmann[1]) eingeführten Metallschirmen, was dieser jedoch nicht erwogen oder bemerkt zu haben scheint.

Wirft man ein einachsiges oder zweiachsiges Interferenzbild auf einen der jetzt gebräuchlichen, am besten nicht geriefelten Aluminiumschirme, so kann man das Interferenzbild fast völlig auslöschen, indem man ein Nicol gekreuzt zu dem Analysator des Projektionsapparates zwischen Auge und Schirm bringt.

Entfernt man den Analysator von dem Apparat und besieht das nun erhellte Gesichtsfeld des Schirmes durch das Nicol, so erblickt man je nach der Stellung des letzteren das für gekreuzte bzw. das für parallele Nicols typische Interferenzbild.

Dreht man, indem man eine Stelle des Bildes durch jenes Nicol (Analysator) fixiert, letzteres so weit, daß die Interferenzfarbe dieser Stelle in Weiß übergeht, so liegen jetzt der Hauptschnitt des Analysators und die zu ihm senkrechte Richtung parallel den Polarisationsebenen der beiden Strahlenbündel, welche jene Interferenzfarbe lieferten.

An zweiachsigen Interferenzbildern findet man auf diese Weise die Fresnelsche Konstruktion der Schwingungsebenen praktisch verwirklicht, streng gilt die Konstruktion natürlich nur, wenn die Kristallplatte von allen Strahlen senkrecht getroffen wird. Nur einachsige, senkrecht zur Achse geschnittene Platten genügen der Fresnelschen Konstruktion auch bei konvergenter Durchstrahlung theoretisch genau.

Der didaktische Vorteil gegenüber einem Nörremberg oder einem Konoskop mit drehbarem Analysator beruht erstens darin, daß man objektiv an dem Schirm die zu fixierende Stelle zeigen und deren beide Polarisationsrichtungen mittels Fresnels Konstruktion (nach Augenmaß) angeben kann; zweitens darin, daß man durch kontinuierliches Entfernen des Analysators vom Auge den zu analysierenden Bildteil beliebig einzuengen vermag. Man kann mit dem Analysator ein parallel und senkrecht zu dessen Hauptschnitt orientiertes Fadenkreuz in deutlicher Schweite verbinden oder ein solches in das Analysatordeckglas eingravieren.

Die durch den Aluminiumschirm bewirkte elliptische Polarisation stört die Erscheinungen aus folgenden Gründen nicht: der größte nutzbare Streuungswinkel der geriefelten Zeißschen *Al*-Schirme beträgt 84^0, der maximale Einfallswinkel also $\frac{84^0}{4} = 21^0$. Hierfür berechnet sich aus den von Drude[1]) vereinfachten Formeln und den von demselben ermittelten Werten der Hauptinzidenz und des Hauptazimutes von Aluminium eine Phasendifferenz des reflektierten Strahles von $\frac{\pi}{60}$, also ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{120}$ und — nach bewirkter Kompensation dieser Differenz — eine Drehung der Polarisationsebene um $\frac{1}{2}^0$.

Ähnlich wie Papier und Mattglas (s. oben) müssen sich auch die kristallinen (außer regulären) und die kolloidalen Niederschläge unterscheiden; erstere depolarisieren vor der Reflexion dasjenige Licht, das ein wenig in sie eingedrungen ist, letztere nicht. Bringt man etwa in zwei zum Achsenwinkelapparat gehörige Glaströge gleich durchscheinende Niederschläge von Aluminiumhydroxyd und von Kalzit, so ist das auf die Tröge projizierte Turmalinbild auf dem ersteren viel deutlicher pleochroitisch als auf dem letzteren. Auf diese Weise könnte man kolloidale und kristalline Niederschläge auch in solchen Fällen unterscheiden, wo infolge geringer Doppelbrechung oder geringer Größe der Teilchen ein Gangunterschied nicht festzustellen ist und daher die mikroskopische Methode versagt; denn unsere Methode ist unabhängig von der Größe des Gangunterschiedes und selbst auf solche Aggregate anwendbar, deren Teilchen sich den Dimensionen der Lichtwellen nähern.

1) H. Lehmann, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **11**, 123, 1909.

1) P. Drude, Wied. Ann. **39**, 481, 1890.

(Eingegangen 4. Mai 1910.)

Digitized by Google

Über eine neue theoretische Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des Wasserstoffatoms [1]).

Von Arthur Erich Haas.

Die der Planckschen Theorie der Wärmestrahlung eigene Konstante h, die als „elementares Wirkungsquantum“ [2]) bezeichnet wird, ermöglicht unter Benutzung zweier naheliegender Hypothesen, deren Richtigkeit durch eine zahlenmäßige Prüfung bestätigt wird, eine ziemlich genaue Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des Wasserstoffatoms.

Die eine dieser beiden Hypothesen geht von der Tatsache aus, daß zufolge der Thomsonschen Theorie [3]) die Energie eines Atoms ein Maximum besitzen muß, das dann erreicht wird, wenn das schwingende Elektron eine Kreisbahn von dem Halbmesser der positiven Elektrizitätskugel beschreibt. Die Hypothese behauptet dann, daß das „Energieelement“, das nach Planck dem Wasserstoffatome als optischem Resonator zukommt und das durch das Produkt aus der unveränderlichen Schwingungszahl des Atoms und der universellen Konstante h gegeben ist, identisch ist mit der maximalen Energie des Atoms.

Die zweite der beiden Hypothesen geht von der eigenartigen Beschaffenheit des normalen Wasserstoffspektrums aus. Es besteht bekanntlich aus einer Serie von Linien, die gegen das ultraviolette Ende hin immer dichter zusammenrücken und deren Wellenlängen durch eine von Balmer [4]) gefundene Formel darstellbar sind. Diese lautet:

$$\lambda = \frac{n^2}{n^2 - 4} \cdot 3{,}647 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}, \qquad (1)$$

wobei für n der Reihe nach alle ganzen Zahlen von 3 an zu setzen sind. Die in der Formel auftretende Konstante ist also nichts anderes als die Wellenlänge, die sich für $n = \infty$ ergibt und die wir daher mit λ_∞ bezeichnen wollen. Unsere zweite, naheliegende Hypothese sagt nun aus, daß die Konstante der Balmerschen Formel identisch ist mit der Länge der von dem Wasserstoffatome emittierten ursprünglichen Welle, daß also die Größe $\frac{c}{\lambda_\infty}$, die mit ν^* bezeichnet werde, den genauen Wert der Schwingungszahl des Wasserstoffatoms darstelle.

In mathematischer Formulierung lauten also unsere beiden Hypothesen, wenn wir mit ε das elektrische Elementarquantum, mit $\gamma = \frac{\varepsilon}{m}$ die spezifische Elektronenladung und mit a den Halbmesser des Wasserstoffatoms bezeichnen, folgendermaßen:

$$h\nu^* = \frac{\varepsilon^2}{a} \text{ [1])} \qquad (2)$$

und

$$\nu^* = \sqrt{\frac{\varepsilon\gamma}{4a^3\pi^2}} \text{ [2]) [3])}. \qquad (3)$$

Hieraus ergeben sich als Auflösungen nach den beiden Unbekannten ε und a die beiden Gleichungen

$$\varepsilon = \sqrt[5]{\frac{h^3\gamma\nu^*}{4\pi^2}} \qquad (5)$$

und

$$a = \sqrt[5]{\frac{h\gamma^2}{16\pi^4\nu^{*3}}}. \qquad (6)$$

Der Umstand, daß sowohl bei der Berechnung von ε als auch bei der von a aus einem schließlich erhaltenen Ausdruck noch die fünfte Wurzel zu ziehen ist, bedingt eine große Genauigkeit der so gefundenen Werte. Der Wert von ν^* ist bis auf drei Stellen wohl völlig sicher bekannt; da auch der Wert von γ ($5{,}6 \cdot 10^{17}$ im absoluten elektrostatischen Maße) durch mehr-

1) Eine ausführlichere Darstellung finden die hier behandelten Probleme in der in den Sitzungsberichten der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu Wien (März 1910) veröffentlichten Abhandlung des Verf.: „Über die elektrodynamische Bedeutung des Planckschen Strahlungsgesetzes und über eine neue Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und der Dimensionen des Wasserstoffatoms“.

2) Max Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig 1906. Für das elementare Wirkungsquantum fand Planck den Wert $h = 6{,}54 \cdot 10^{-27}$ erg. sec.

3) Nach der Annahme von J. J. Thomson (vgl. etwa dessen Werk „Elektrizität und Materie“, deutsch in der Sammlung „Die Wissenschaft“, Bd. 3, 2. Aufl., Braunschweig 1909, Kap. 5) besteht bekanntlich ein Atom aus einer gleichmäßig dichten Kugel von positiver Elektrizität, innerhalb deren eine Anzahl negativer Elektronen kreisförmige Bahnen um den Mittelpunkt der Kugel beschreibt. Die algebraische Summe der positiven und der negativen Elektrizität soll stets null betragen und das Wasserstoffatom als das einfachste aller Atome nur ein einziges Elektron besitzen.

4) Balmer, Notiz über die Spektrallinien des Wasserstoffes, Wied. Ann. **25**, 80, 1885; vgl. Riecke, Lehrbuch der Physik, 4. Aufl., § 345.

1) Denn es beträgt, wenn das Elektron einen Kreis vom Radius a beschreibt, sowohl die kinetische als auch die potentielle Energie $\frac{\varepsilon^2}{2a}$.

2) Diese Formel ergibt sich aus der Tatsache, daß die auf das Elektron wirkende Anziehungskraft gleich seiner Zentrifugalkraft sein muß oder

$$\frac{\varepsilon^2}{a^2} = 4ma\pi^2\nu^2.$$

3) Der Zusammenhang des elementaren Wirkungsquantums mit den Grundgrößen der Elektronentheorie würde also durch die Gleichung ausgedrückt

$$h = 2\varepsilon\pi\sqrt{ma}, \qquad (4)$$

wenn m die Masse des Elektrons bedeutet.

Digitized by Google

fache untereinander übereinstimmende Messungen[1]) ziemlich genau bestimmt ist, so ist eine Fehlergrenze von + 5 Proz. bei h und von + 2 Proz. bei γ wohl weit genug bemessen. Dem würde eine Fehlergrenze von etwa + 3 Proz. bei ε und von weniger als ± 2 Proz. bei a entsprechen. Selbst wenn wir sowohl bei h als auch bei γ eine Fehlergrenze von + 10 Proz. annehmen würden, so erhielten wir doch als Fehlergrenze für ε noch weniger als + 8 Proz. und für a weniger als + 6 Proz.

Aus den Formeln (5) und (6) ergibt sich nun als genauer Wert für das elektrische Elementarquantum

$\varepsilon = 3{,}18 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten

und als genauer Wert für den Halbmesser des Wasserstoffatoms

$$a = 1{,}88 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Der derart für ε gefundene Wert stimmt sehr gut mit demjenigen überein, den auf Grund genauester direkter Messungen Wilson[2]) für das elektrische Elementarquantum berechnete ($3{,}1 \cdot 10^{-10}$) und der sich auch ergibt, wenn man die sogen. Faradaysche Konstante (die von 1 g Wasserstoff bei der Elektrolyse transportierte Elektrizitätsmenge) mit der ihrem Betrage nach aus der kinetischen Gastheorie bekannten Masse eines Wasserstoffions multipliziert.

Der für den Halbmesser des Wasserstoffatoms gefundene Wert findet wiederum eine Bestätigung in der von Loschmidt auf Grund der kinetischen Gastheorie durchgeführten Berechnung des Halbmessers des Wasserstoffmoleküls, das man sich ja durch die Vereinigung zweier Wasserstoffatome entstanden zu denken hat; Loschmidts Berechnung ergab für den Molekülradius einen Wert von $2{,}2 \cdot 10^{-8}$ cm[3]).

Unter Benutzung der hier für ε und a abgeleiteten Werte erhält man schließlich für die Masse des Elektrons den Wert

$$m_e = 5{,}68 \cdot 10^{-28} \text{ g},$$

für die Masse des Wasserstoffatoms den Wert

$$m_H = 1{,}10 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

und für das Verhältnis der beiden Massen also die Zahl

$$\frac{m_H}{m_e} = 1930.$$

1) Versuche an Kathodenstrahlen von Kaufmann (1898) und Simon (1899). (Wied. Ann. **65**, 431, 1898 und **69**, 589, 1899.)

2) Phil. Mag., April 1903.

3) Vgl. etwa Riecke, Lehrbuch der Physik, 4. Aufl., § 204.

(Eingegangen 24. März 1910.)

Die Vorgänge im Induktionsapparat.

Von J. K. A. Wertheim-Salomonson.

Bei dem Studium des Unterbrechungsvorgangs im Induktionsapparat wurden einige Erscheinungen beobachtet, für welche bis jetzt noch keine genügende Erklärung in der Literatur gegeben wurde. Es handelt sich um das Verhalten der in der oszillographisch abgebildeten primären Stromkurve zu beobachtenden Schwingungen.

Daß wirklich Schwingungen vorkommen, wurde schon angegeben von Colley, Overbeck, d'Armagnat, Walter, Schnell, Ludwig u. a. Gute Oszillogramme wurden namentlich von d'Armagnat, sowie jüngsthin von Schnell, und Ludwig veröffentlicht. In dieser Arbeit möchte ich besonders über die zeitlichen Verhältnisse dieser Oszillationen berichten.

Als Induktoren wurden meistens ein 30—35-cm-Induktor von Max Kohl sowie ein 50-cm-Induktor von Hirschmann und ein 30-cm-Induktor von Siemens & Halske benutzt. Von den reproduzierten Oszillogrammen stammt das erste von dem 50-cm-Induktor, während die übrigen sämtlich vom Kohlschen Instrument herrühren.

Als Unterbrecher wurde anfangs ein Petroleum-Quecksilber Unterbrecher, später ausschließlich ein von Ducretet gebauter unter Lichtgas arbeitender Quecksilberturbineninterruptor verwendet. Die Zahl der Unterbrechungen betrug etwa 60—130 pro Sekunde und wird bei jedem Oszillogramm genau angegeben. Als Stromquelle diente die große 110-voltige Akkumulatorenbatterie der Gleichstromzentrale des Städtischen Krankenhauses.

Als Oszillograph wurde der neue Duddellsche Hochfrequenzdoppeloszillograph der Cambridge Instrument Company benutzt, welcher sich durch bequeme Handhabung, große Empfindlichkeit, hohe Frequenz (10000 Doppelschwingungen pro Sekunde) und günstige Dämpfungsverhältnisse auszeichnete.

Die Oszillogramme wurden auf fallende Platte photographiert. Mit einer hydraulischen Reguliervorrichtung wurde die Geschwindigkeit auf etwa 1 Meter pro Sekunde eingestellt. Zur genaueren Bestimmung der Geschwindigkeit diente ein nach der Siegfried Gartenschen Methode angefertigtes Koordinatennetz mit Zeitordinaten von genau $1\,\sigma = 0{,}001$ Sekunde, welches immer bei der Ausmessung verwendet wurde. Letztere geschah mit einem Mikroskop, mit Okular-Schraubenmikrometer bei etwa 20facher Vergrößerung.

Die Figuren, welche mit Ausnahme von Fig. 6

Digitized by Google

von links nach rechts zu lesen sind, sind genau dreifache Vergrößerungen der Originalnegative. In Fig. 1, 3, 4 und 5 sind genau je eine Unterbrechungsperiode in Fig. 2 genau zwei Unterbrechungsperioden abgebildet.

In den mitgeteilten Oszillogrammen wurde meistens die primäre Stromintensität und bisweilen auch die Änderung des magnetischen Flusses zu gleicher Zeit registriert (obere Kurve).

Der Turbinengasunterbrecher unterscheidet sich von den Unterbrechern mit Alkohol oder Petroleum durch eine erheblich bessere Wirkung. Schon Budde (Wied. Ann. **20**, 167, 1883) teilte mit, daß man bei dem Foucaultschen Unterbrecher die Oxydation des Quecksilbers

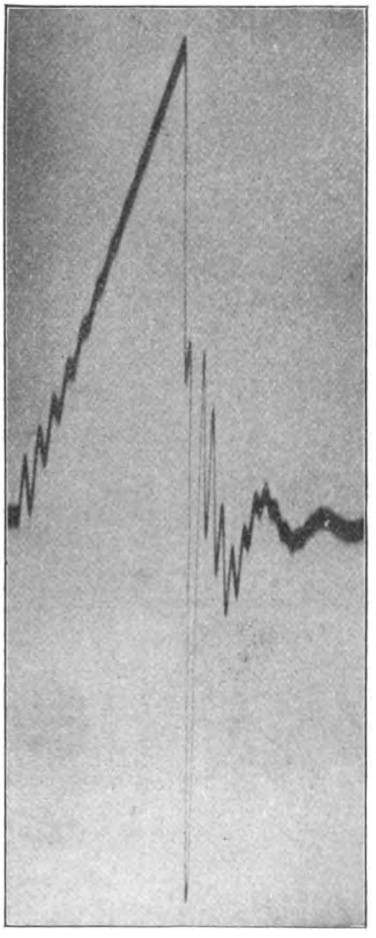


Fig. 1.

verhindern kann, indem man den ganzen Unterbrecher unter eine mit Wasserstoff gefüllte Glasglocke bringt. — Im Jahre 1908 wurde auf Veranlassung von Béclère (Arch. d'électricité médicale, 1908, XVI, S. 856) ein Turbinengasunterbrecher von Drault angefertigt. Bei vergleichenden Versuchen wurde gefunden, daß der Gasunterbrecher eine etwas höhere Unterbrechungszahl als der Alkoholunterbrecher zuläßt, daß dabei größere Ströme noch glatt unterbrochen werden, und daß bei einer etwas geringeren Stromstärke und einem viel kleineren Kondensator schon die maximale Funkenlänge erreicht wird. Aus Béclères Mitteilung, die in Deutschland wenig beachtet wurde, entnehme ich die folgende Tabelle, welche aus Versuchen an einem 30-cm-Induktor erhalten wurde.

Unterbrechung in:	Optimale prim. Kapazität.	Sekundäre Funkenl.	Mittlere prim. Stromstärke
Stickstoff	2 M.F.	22 cm dünn	4 Amp.
Kohlensäure	1 „	24 „ „	4 „
Ammoniak	1 „	30 „ „	3 „
Alkohol od. Petroleum	1 „	30 „ starker	3 „
Azetylen	0,5 „	30 „ sehr dick	2 „
Leuchtgas	0,25 „	30 „ „	1,5 „
Wasserstoff	0,2 „	30 „ flammen-	1 „
Vakuum	0,2 „	30 „ artig	1 „

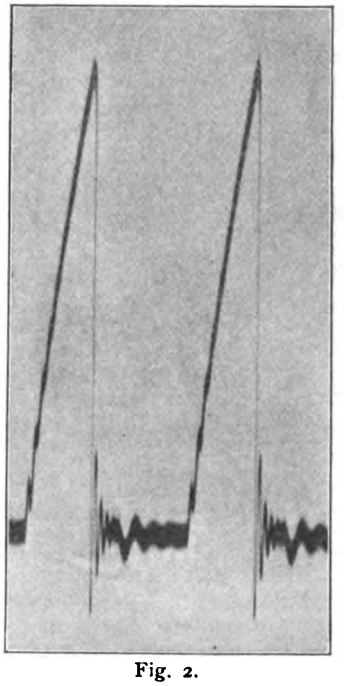


Fig. 2.

Ich kann nur bestätigen, daß der Gasturbinenunterbrecher eine erhebliche Verbesserung der gewöhnlichen Unterbrecher darstellt und daß die Béclèreschen Angaben vollständig zutreffen.

Bei dem Betrieb des Induktors mit dem Gasunterbrecher erhielt ich andere Kurven als mit dem Alkohol- oder Petroleumunterbrecher. Während letztere nur wenig Einzelheiten zeigten, beobachtete ich an ersteren deren sehr zahlreiche. Ich erwähne sofort, daß diese besonders hervortraten, als der Induktor mit dem zugehörigen,

Digitized by Google

vom Fabrikanten beigegebenen Kondensator betrieben wurde. Ich erhielt dabei die Kurve 1 von dem 50-cm-Induktor, und die Kurve 2 von dem 30-cm-Induktor. Beide wurden gewonnen bei 110 Volt Spannung und ohne Vorschaltwiderstand. Die Unterbrechungsfrequenz betrug bei der ersten Kurve 66 pro Sekunde, bei der zweiten 137 pro Sekunde. Während der Anfertigung fand an den sekundären Klemmen ein lebhafter Funkenübergang statt von etwa 47 cm bzw. 27 cm Länge.

Bei der Betrachtung dieser Kurven zeigt sich, daß der Strom fast geradlinig ansteigt nach Stromschluß, wobei speziell am Anfang jedoch zahlreiche kleine Oszillationen auftreten. Bei der Unterbrechung fällt der Strom, wobei eine Reihe außerordentlich schneller Oszillationen einsetzt. Diese Schwingungen gehören offenbar zwei

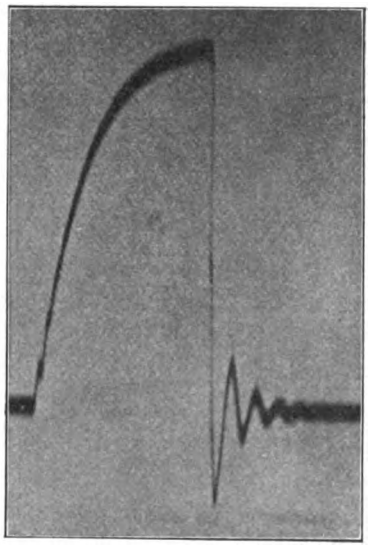


Fig. 3.

Gruppen an, die sich teilweise superponieren: einer ersten Gruppe sehr schneller Schwingungen und einer zweiten Gruppe relativ langsamer Schwingungen, in welche die erste Gruppe allmählich übergeht. Schon bei einer ersten orientierenden Ausmessung der Kurven ergab sich, daß die Frequenz der drei Gruppen erheblich verschieden war.

Wurde die Kapazität des primären Kondensators vergrößert oder verkleinert, so änderte sich die Frequenz der beiden letzten Gruppen, während die Frequenz der Schwingungen im aufsteigenden Kurventeil unverändert blieb. Wurde Kapazität an die sekundären Klemmen angehängt, so änderte die Frequenz sämtlicher Schwingungen. Wurde die sekundäre Funkenstrecke so weit auseinander gerückt, daß kein Funkenübergang mehr stattfand, so verschwand die Gruppe der schnellsten Schwingungen im horizontalen Kurventeil (Fig. 3). Wurde die sekundäre Spirale ganz entfernt, so verschwanden auch die Schwingungen im ansteigenden Kurventeil, und zugleich wurde die Frequenz der langsamen Schwingungen erheblich größer (Fig. 4). Die Fig. 3 und 4 stammen vom 30-cm-Induktor; bei der Anfertigung war ziemlich viel Widerstand vorgeschaltet.

Die Vorgänge im Induktionsapparat können bekanntlich vorgestellt werden mittels folgender Differentialgleichungen:

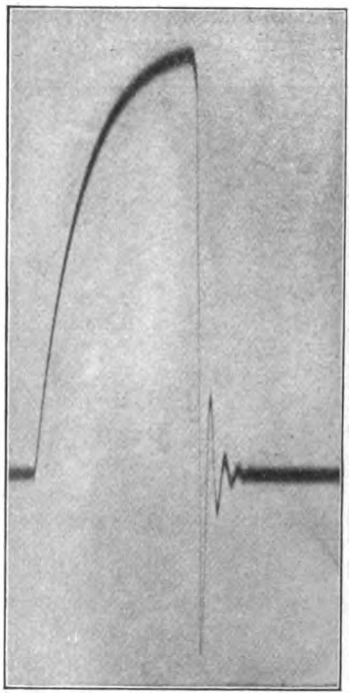


Fig. 4.

$$\left.\begin{aligned} L_1\frac{di_1}{dt}+M\frac{di_2}{dt}+R_1i_1+V_1&=0\\ L_2\frac{di_2}{dt}+M\frac{di_1}{dt}+R_2i_2+V_2&=0\\ i_1&=C_1\frac{dV_1}{dt}\\ i_2&=C_2\frac{dV_2}{dt}\end{aligned}\right\}\quad(1)$$

wobei L_1 der primäre Selbstinduktionskoeffizient
L_2 „ sekundäre „
M „ gegenseitige Induktionskoeffizient
C_1 die primäre Kapazität
C_2 „ sekundäre „
R_1 der primäre Widerstand
R_2 „ sekundäre „
V_1 die primäre E.M.K.
V_2 „ sekundäre E.M.K. vorstellen.

Digitized by Google

Die Lösung dieser Gleichungen ergibt sich nach Lösung der biquadratischen Gleichung:

$$p^4 + p^3 \frac{R_1L_2 + R_2L_1}{L_1L_2 - M^2} + p^2 \frac{L_1C_1 + L_2C_2 + R_1R_2C_1C_2}{C_1C_2(L_1L_2 - M^2)} + p \frac{R_1C_1 + R_2C_2}{C_1C_2(L_1L_2 - M^2)} + \frac{1}{C_1C_2(L_1L_2 - M^2)} = 0. \quad (2)$$

Setzen wir:

$$\frac{1}{L_1L_2 - M^2} = \frac{k}{L_1L_2} \text{ und } \frac{R_1}{L_1} = a,$$

$$\frac{R_2}{L_2} = l, \quad \frac{1}{C_1L_1} = c^2, \quad \frac{1}{C_2L_2} = d_2$$

dann erhalten wir:

$$p^4 + p^3k(a+b) + p^2k(c^2 + d^2 + ab) + p k(ad^2 + bc^2) + kc^2d^2 = 0. \quad (3)$$

Indem wir die Glieder mit p^3 und p deren Bedeutung gegenüber den anderen Gliedern eine relativ geringe ist, vernachlässigen, erhalten wir als erste Annäherung:

$$(p^2 + \alpha p + k(c^2+d^2))\left(p^2 + \beta p + \frac{c^2d^2}{c^2+d^2}\right) = 0, \quad (4)$$

wo α und β unbekannt sind und uns vorläufig nicht interessieren. Schließlich ergibt sich, daß die Lösung der Differentialgleichungen zu der Summe zweier gleichzeitig auftretenden Schwingungen führt, welche die Frequenz besitzen:

$$\frac{1}{2\pi}\sqrt{k(c^2 + d^2)} \quad (5a)$$

und

$$\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{c^2d^2}{c^2 + d^2}} \quad (5b)$$

oder nach Substitution

$$\frac{1}{2\pi}\sqrt{k\left(\frac{1}{C_1L_1} + \frac{1}{C_2L_2}\right)} \quad (6a)$$

und

$$\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{C_1L_1 + C_2L_2}}. \quad (6b)$$

Setzen wir $n_1 = \frac{1}{T_1} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_1L_1}}$ als die Frequenz der eigenen Schwingungen der primären Spirale, während $n_2 = \frac{1}{T_2} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_2L_2}}$ die eigene Schwingungszahl für die sekundäre Spirale vorstellt, dann zeigt sich, daß bei der Stromunterbrechung sowohl in der primären als in der sekundären Spirale Schwingungen auftreten mit der Frequenz

$$N_1 = \sqrt{k}\sqrt{\frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2}} \quad (7a)$$

und

$$N_2 = \sqrt{\frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2}}. \quad (7b)$$

Die erste Gruppe hat eine bedeutend höhere Frequenz als die Frequenz der eigenen Schwingungen der primären und sekundären Spirale, während die zweite Gruppe eine niedrigere Frequenz aufweist.

Die Schwingungen, welche im aufsteigenden Teil der primären Stromkurve sichtbar sind, treten auf, sobald der primäre Kondensator ausgeschaltet worden ist, wobei wir also $C_1 = \infty$ setzen können. Führen wir diesen Wert für C_1 in die biquadratische Gleichung (2) ein, so erhalten wir nach einiger Transformation:

$$p^3 + p^2 \frac{R_1L_2 + R_2L_1}{L_1L_2 - M^2} + p \frac{R_1R_2 + \frac{L_1}{C_2}}{L_1L_2 - M^2} + \frac{R_1}{L_1L_2 - M^2} = 0 \quad (8)$$

und weiter:

$$p^3 + p^2k(a+b) + pk(ab + d^2) + kad^2 = 0 \quad (9)$$

und als erste Annäherung hieraus:

$$(p^2 + \gamma p + kd^2)(p + a) = 0, \quad (10)$$

wobei γ unbekannt ist.

Diese Lösung zeigt, daß gedämpfte Schwingungen auftreten von einer Frequenz:

$$N_3 = \frac{1}{T_3} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{C_2L_2}} = \frac{\sqrt{k}}{T_2}. \quad (11)$$

Wir haben jetzt Formeln berechnet für die Frequenz der beobachteten Schwingungen. Messen wir diese Frequenz, so lassen sich offenbar daraus mit Hilfe der Formeln (6) oder (7) und (11) die Eigenschwingungszahlen der primären und sekundären Spirale sowie der Faktor k berechnen.

Bei der Ausmessung der Kurven 1 und 2 fand ich für die Frequenz der Schwingungsgruppen N_1, N_2 und N_3:

	N_1	N_2	N_3
50-cm-Induktor Fig. 1:	2300	365	1510
30-cm-Induktor Fig. 2:	3650	1115	2960

Hieraus läßt sich berechnen für die

	prim. Schw.	sek. Schw.	k
50-cm-Induktor	555	485	9,7
30-cm-Induktor	1370	1900	2,42

Die Richtigkeit einiger dieser Zahlen konnte nachgeprüft werden nach einer ganz anderen Methode.

Für den 30-cm-Induktor wurden früher verschiedene Konstanten genau gemessen. Aus diesen Messungen konnte k, sowie die primäre Schwingungszahl genau berechnet werden. Außerdem konnte die primäre Schwingungszahl leicht unmittelbar gemessen werden aus dem Oszillo-

Digitized by Google

gramm, das in Fig. 4 reproduziert wurde, und welches die Eigenschwingungen der primären Spirale mit dem beigefügten Kondensator zeigt nach Entfernung der sekundären Spirale.

Der primäre Selbstinduktionskoeffizient ist des Eisenkerns wegen keine konstante Größe, sondern Funktion der Stromstärke. Bei Anwendung verschiedener Meßmethoden erhielt ich Zahlen, die von 0,0250 Henry bei 0,290 Ampere bis 0,0297 Henry bei 4,16 Ampere auseinandergingen. Bei der Berechnung der Schwingungszahl wurde ein Selbstinduktionskoeffizient von 0,0275 Henry angenommen, wie derselbe bei etwa 1,0 Ampere gefunden wird. Nehmen wir die primäre Kapazität zu 0,5 M.F., welche Zahl aus den Bestimmungen mit Wechselströmen hervorging, dann ergibt sich die primäre Schwingungszahl zu 1355 pro Sekunde. Aus der Ausmessung des Oszillogramms Fig. 4 erhielt ich 1316 pro Sekunde. Mit diesen Zahlen zeigt die aus den Formeln berechnete Wechselzahl 1370 eine genügende Übereinstimmung. Ist doch jedenfalls die Kapazitätsgröße sowie die Größe des Selbstinduktionskoeffizienten nur annähernd richtig. Ebenso sind die berechneten Formeln nur Annäherungsformeln.

Da wir $\frac{1}{L_1 L_2 - M^2} = \frac{k}{L_1 L_2}$ setzten, ist $k = \frac{L_1 L_2}{L_1 L_2 - M^2}$ und kann berechnet werden, wenn wir L_1, L_2 und M kennen.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient M wurde bestimmt zu 2,7 Henry mit der Methode von Carey Foster. L_1 wird zu 0,027 angenommen, L_2 wurde bestimmt zu 515 Henry. Folglich: $k = \frac{0{,}027 \times 515}{0{,}027 \times 515 - 2{,}7^2} = 2{,}1$.

Die Zahl k ist, wie man sogleich einsieht, abhängig vom Koppelungsfaktor $K = \sqrt{\frac{M^2}{L_1 L_2}}$ und zwar ist $K = \frac{1}{1 - k^2}$. Wir finden also, daß die unmittelbare Messung des Koppelungskoeffizienten $K = \sqrt{\frac{k-1}{k}}$ zu der Zahl 0,72 führt, während aus den Schwingungen eine Zahl von 0,74 berechnet werden konnte.

Auch hier ist wieder die Übereinstimmung eine genügende.

Durch zufällige Umstände wurde bei dem 50-cm-Induktor nur die primäre Schwingungszahl unmittelbar bestimmt zu 495 pro Sekunde: Die Größe des berechneten Koppelungskoeffizienten bei dem 50-cm-Induktor muß als besonders hoch betrachtet werden, nämlich 0,947. Ich konnte jedoch die Richtigkeit derselben nachweisen, indem ich auch die Schwingungszahl der primären Spirale bei geschlossener sekundärer Spirale bestimmte. Hierbei wird in der biquadratischen Gleichung (3) $C_2 = \infty$ und wir können in ähnlicher Weise, als es bei den Gleichungen (8), (9), (10) und (11) geschah, daraus einen Wert:

$$N_4 = \frac{1}{T_4} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{L_1 C_1}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{T_1}} \quad (12)$$

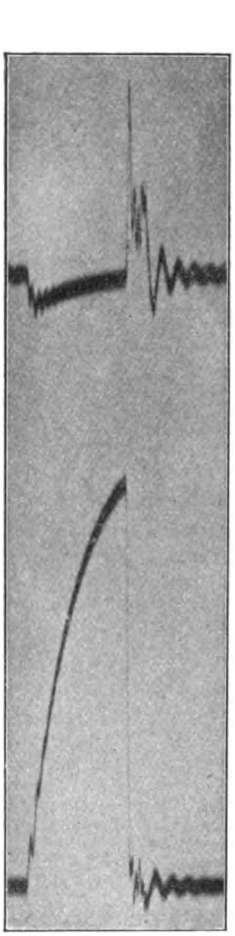


Fig. 5.

Fig. 6.

für die Frequenz dieser Schwingungen bestimmen. Bei der Ausmessung ergab sich $N_1 = 495$ und $N_4 = 1334$, also:

$\sqrt{k} = \frac{1334}{495}$, $k = 7{,}26$ und $K = \sqrt{\frac{k-1}{k}} = 0{,}93$.

Die Größe 0,93 stimmt in zufriedenstellender Weise mit der Größe 0,947 überein.

Anfangs wurde schon erwähnt, daß bei dem Gebrauch des Gasunterbrechers die Kapazität des beigegebenen Kondensators zu groß war. Ich habe daher den kleineren Induktor auch

Digitized by Google

mit kleineren primären Kapazitäten gebraucht, wobei sich sogleich zeigte, daß der Induktor besser arbeitete, und daß die Funkenlänge bedeutend zunahm. Schon mit 0,208 μF erhielt ich eine größere Funkenlänge, während bei 0,115 M.F. das Optimum erreicht wurde. Bei 0,055 M.F. war die Funkenlänge fast so groß als bei 0,5, obgleich die Funken etwas dünner aussahen. Bei noch kleinerer Kapazität fiel die Funkenlänge schnell herab.

Bei der oszillographischen Untersuchung fand ich, daß bei den kleineren Kapazitäten bis 0,055 immer noch Schwingungen auftraten. Während die Frequenz der Gruppe N_3 im aufsteigenden Kurventeil sich dabei nicht veränderte, stieg die Schwingungszahl der Gruppe N_1 und N_2. So fand ich:

bei $C = 0{,}208$ $N_1 = 6058$ | Fig. 5.
$N_2 = 1360$ $N_3 = 3180$ |
„ $C = 0{,}055$ $N_1 = 9000$ | Fig. 6.
$N_2 = 1380$ $N_3 = 3170$ |

Die Gruppe der langsamen Schwingungen erreichte dabei auch eine konstante Größe von 1360, die übereinstimmt mit der eigenen Schwingungszahl der primären Spirale (s. o.).

Die Schwingungen konnten bei dieser hohen Frequenz noch ziemlich genau ausgemessen werden. Es ist selbstredend, daß wir hiermit aber ungefähr die Leistungsgrenze des Oszillographen (eigene Schwingungszahl = 10000) erreicht haben. Trotzdem läßt sich sowohl das Vorkommen derartiger schneller Schwingungen mit Bestimmtheit nachweisen, als auch, daß die Dämpfung dieser Schwingungen zunimmt, falls die Frequenz steigt. Bei 0,055 M.F. ist schon fast ein aperiodisches Abfallen des Stromes erreicht. —

Schließlich möchte ich noch bemerken, daß mit obiger Methode eine ziemlich genaue Bestimmung der eigenen Frequenz der sekundären Spirale erreicht wurde. Und da wir die Selbstinduktion kennen — hier 515 Henry —, so läßt diese Methode eine genaue Bestimmung der eigenen Kapazität dieser Spirale zu. Bei einer Frequenz von 1900 und einer Selbstinduktion von 515 Henry beträgt die eigene Kapazität:

$$C_2 = \frac{10^6}{4\pi^2 \cdot 1900^2 \cdot 515} = 13{\cdot}6\ 10^{-6}\ \text{M.F.}$$

Diese Zahl ist 10mal größer als diejenige, welche von Walter angegeben wird und etwa 45mal kleiner als die Zahl von Colley, wobei wenigstens Walters Größenangabe ebenfalls für ein 30 cm Kohlsches Induktorium gilt. Der Grund dieses Größenunterschiedes liegt auf der Hand; Walter hat nämlich die Kapazität bestimmt aus der Zahl unmittelbar beobachteter Schwingungen, während in dieser Arbeit eine Korrektion angebracht werden konnte, wodurch eine größere Annäherung an die tatsächlich bestehenden Größenverhältnisse erreicht wurde.

Amsterdam, April 1910.

(Eingegangen 10. Mai 1910.)

Ein registrierendes Vertikalanemometer zur Benutzung im Freiballon.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Paul Ludewig.

Die im Freiballon häufig beobachtete Erscheinung, daß entweder das Windrädchen eine starke Luftbewegung anzeigt, während das Bestelmeyersche Variometer die Vertikalgeschwindigkeit Null angibt, oder daß der Ballon nach Angabe des Variometers in starkem Fallen begriffen ist, während das Windrädchen vollkommen stillsteht, hat ihren Grund in den im Luftmeer vorhandenen vertikalen Luftströmungen. Das im folgenden beschriebene registrierende Vertikalanemometer soll über die Größe dieser vertikalen Luftbewegungen quantitative Messungen ermöglichen.

Ein von der vertikalen Luftbewegung beeinflußtes Windrädchen wird, wenn es im Freiballon verwandt wird, die Summe von zwei Ursachen anzeigen; es wird sich sowohl drehen, wenn der Ballon relativ zur ruhenden Luft steigt oder fällt; und es wird auch beeinflußt werden, wenn sich der Ballon relativ zur Meereshöhe nicht bewegt, und eine etwa vorhandene vertikale Windbewegung an ihm entlang streicht. Ist beides vorhanden, bewegt sich der Ballon innerhalb einer vertikalen Luftströmung mit einer von ihr abweichenden Geschwindigkeit oder gar in einer Richtung, die der der vertikalen Luftbewegung entgegengesetzt ist — eine Erscheinung, die bei Ballastabgabe wohl zu erreichen ist —, so überdecken sich diese beiden Ursachen in ihrer Einwirkung auf das Windrädchen und mit ihm allein wird sich die eine von der anderen nicht trennen lassen.

Ein Versuch der Messung von vertikalen Luftbewegungen muß sich also notwendigerweise auf zwei Instrumente stützen, deren mit dem richtigen Vorzeichen genommene Angaben subtrahiert ein Maß für die Intensität der vertikalen Luftströme geben werden, und zwar einmal auf ein Windrädchen, dessen Umdrehungen auf irgendeine Weise registriert werden und zweitens auf ein Instrument, das Angaben über die Relativbewegungen des Ballons zur Meereshöhe gibt.

Das letztere Problem ist in einem empfindlichen Barographen und in dem Bestelmeyerschen Variometer gelöst. Der Barograph, entsprechend geeicht, gibt direkt die Höhenkurve

Digitized by Google

der Fahrt; er wird sich aber über einen großen Meßbereich nicht genügend empfindlich machen lassen, um bei den hier beabsichtigten Versuchen genügende Genauigkeit zu geben. Es ist daher das Variometer vorzuziehen, das nach der Eichung die Vertikalgeschwindigkeit des Ballons gibt. Die verzögerte Einstellung bildet allerdings eine unangenehme Fehlerquelle.

Die Schwierigkeit liegt danach nur in der Konstruktion eines registrierenden Vertikalanemometers, das für den hier in Frage kommenden Zweck folgende Eigenschaften haben muß:

1. Es muß genügend empfindlich sein, d. h. es muß sich schon bei Luftströmungen von ca. 10 cm pro Sekunde drehen.
2. Es darf nicht zu große Trägheit besitzen, d. h. die einmal angenommene Bewegung nicht zu lange beibehalten; es soll also den Luftströmungen möglichst schnell folgen.
3. Die Registrierung muß so eingerichtet sein, daß die Drehrichtung zum Ausdruck kommt.
4. Die Registrierung muß sich, um brauchbare Werte zu ergeben, mindestens über eine Stunde erstrecken lassen.

Die unter 1. angegebene Bedingung der großen Empfindlichkeit in der Umgebung des Nullpunktes bildet die Hauptschwierigkeit bei der Wahl der Registriervorrichtung. Das Problem, die Geschwindigkeit einer Drehbewegung zu registrieren, ist gewiß nicht neu. Es gibt eine große Anzahl von Lösungen, die für die rein technischen Anwendungen recht brauchbar sind. Sie versagen hier aber alle, da sie zur Registrierung die Energie aus der zu registrierenden Drehbewegung selbst nehmen. Das ist aber für unsern Fall nicht möglich, da sonst gerade in der Umgebung des Nullpunktes die Empfindlichkeit des Windrädchens außerordentlich herabgemindert sein würde.

Auch der Gedanke, auf die Achse des Windrädchens den zwischen einem permanenten Magneten beweglichen Anker eines kleinen Gleichstromgenerators zu setzen, dessen Spannung mit der Tourenzahl zunimmt, und diese Spannung mit einem empfindlichen registrierenden Voltmeter aufschreiben zu lassen, ist vom Verfasser aufgegeben worden, um die Bewegung des Windrädchens nicht durch die Registriervorrichtung zu beeinflussen.

Um die von den bisherigen Methoden unerfüllte Bedingung zu erfüllen, bleibt danach nur ein Weg, nämlich der, durch die Drehbewegung einen Lichtstrahl periodisch abzublenden und sein Aufblitzen zugleich photographisch auf ein vorbeirollendes, lichtempfindliches Band registrieren zu lassen. Dabei tritt aber eine neue Schwierigkeit auf, da die Bedingung 3 auch die Registrierung der Drehrichtung verlangt.

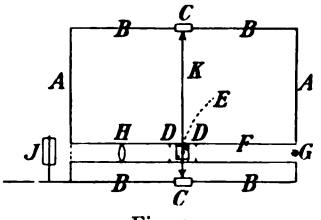


Fig. 1.

Die Lösung dieses Problems gelang in der folgenden Weise:

Innerhalb eines Zylinders A (vgl. Fig. 1 und 2) ist in den beiden durch die Verstrebungen B getragenen Lagern CC die Achse des Windrädchens gelagert. Die Flügel, die sich in Fig. 1 in dem oberen Teil des Zylinders A befinden, sind nicht gezeichnet. Quer durch den unteren

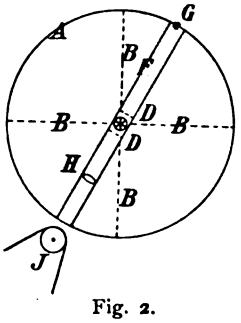


Fig. 2.

Teil des Zylinders geht ein Rohr F, das den zur Registrierung nötigen Lichtstrahl leitet. Auf der Achse des Windrädchens, die mitten durch das Rohr F mit genügend Spielraum hindurchgeht, befindet sich innerhalb des Rohres F ein kleiner Messingzylinder E. Dieser Zylinder ist in Fig. 3 noch-

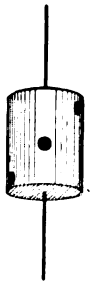


Fig. 3.

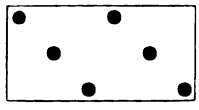


Fig. 4.

mals abgebildet; er enthält quer durch seine Achse hindurch drei Durchbohrungen (vgl. auch Fig. 2), die in Winkeln von 60° versetzt sind und sich zugleich in verschiedener Höhe des Zylinders befinden. Wickelt man die Zylinderfläche ab, so erhält man das in Fig. 4 gegebene Bild.

Läßt man jetzt durch die kleine, mit Reflektor versehene Glühlampe G einen Lichtstrahl durch das Rohr hindurchfallen, so wird er durch

Digitized by Google

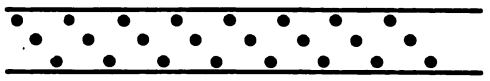


Fig. 5.

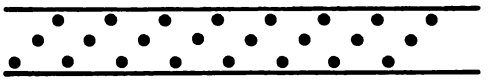


Fig. 6.

Fig. 7.

Fig. 8.

das mit den Durchbohrungen versehene Zylinderstück rhythmisch abgeblendet und hindurchgelassen. Eine Linse H bildet die von dem Lichtstrahl durchlaufenen Löcher auf einem über die Rolle I laufenden lichtempfindlichen Papier ab. Dreht sich die Achse des Windrädchens, so wird auf dem photographischen Papier ein Bild entstehen, wie es Fig. 5 zeigt, wechselt die Drehrichtung, so entsteht das Bild der Fig. 6.

Die dicht vor dem Zylinder E angebrachten Blenden D sollen verhindern, daß das neben der Durchführung der Achse hindurchtretende Tageslicht auf das photographische Papier gelangt.

Die Röhre F ist innen geschwärzt, um schädliche Reflexe, die von der Wandung herrühren könnten, zu verhindern.

Das zur photographischen Registrierung benutzte Negativpapier — von der Firma Schäufelen-Heilbronn — hat eine Breite von 1 cm und eine Länge von 10 m, die zur Registrierung für eine Stunde ausreicht.

Ein paar charakteristische Teile des nach dieser Methode aufgenommenen Streifens photographischen Papieres zeigen Fig. 7 und 8. Bei der Aufnahme der Fig. 7 drehte sich das Windrädchen mit langsam zunehmender Geschwindigkeit; bei der Aufnahme der Fig. 8 wurde ein paarmal die Richtung des von Hand gedrehten Windrädchens geändert, und zwar findet bei $A\,B\,C\,D$ eine Änderung der Drehrichtung statt, die jeweils in der Art der Punktzusammenstellung zum Ausdruck kommt.

Zur Auswertung dieser Streifen braucht man naturgemäß Zeitmarken. Die Methode, nach der die Zeit auf dem photographischen Papier registriert wird, sowie die übrigen konstruktiven Einzelheiten werden später bei Mitteilung der mit dem Apparat erhaltenen Versuchsergebnisse ausführlich besprochen werden.

Die Konstruktion des Apparates ist von der Firma Spindler & Hoyer in Göttingen übernommen.

Die wissenschaftliche Abteilung des Frankfurter Vereins für Luftschiffahrt stellte in dankenswerter Weise einen Teil der für die Konstruktion des ersten Modells nötigen Mittel zur Verfügung.

April 1910. Physikalischer Verein zu Frankfurt a. M.

(Eingegangen 21. April 1910.)

Notiz über die Radioaktivität des Brunnenwassers zu Mülhausen (Elsaß).

Von Wolf Johannes Müller.

Schon vor längerer Zeit hatte ich qualitativ festgestellt, daß das gewöhnliche Brunnenwasser der Wasserleitung zu Mülhausen (Elsaß) eine ziemlich beträchtliche Radioaktivität aufwies. Mit Hilfe eines Elektrometers nach H. W. Schmidt habe ich einige genauere Versuche über Größe und Art dieser Aktivität angestellt, über welche ich nachstehend kurz berichten möchte.

Die Messungen wurden in der Weise angestellt, wie H. W. Schmidt und Kurz[1]) in ihrer Arbeit es angeben. Die Aktivität wurde nach der Durchströmungsmethode gemessen; die durch die Emanation hervorgerufene Stromstärke wurde $12^1/_2$ Minuten lang beobachtet, dann die Emanation ausgeblasen und die Restaktivität beobachtet. Während der $12^1/_2$ Minuten stieg die Stromstärke um etwa 15 Proz. im Mittel an, ein Sinken in der ersten Minute, was der Anwesenheit von Thoremanation entspräche, wurde nie beobachtet.

Der Wert des Voltabfalls, nach Abzug der

1) Vgl. H. W. Schmidt u. K. Kurz, diese Zeitschr. 7, 209, 1906.

Digitized by Google

Restaktivität nach dem Ausblasen, betrug in verschiedenen Versuchen unter gleichen Bedingungen 0,0269; 0,0278; 0,0276 Volt, im Mittel 0,0274 Volt/sec. Der Inhalt des Wassergefäßes war 1370, der der Verbindungen 270 und der des Zerstreuungsgefäßes 965 cm³, nach der bekannten Formel ergibt sich hieraus die Zerstreuung, die die in einem Liter enthaltene Menge Emanation ergibt, zu

$$aV = \frac{1000}{500}\left[\frac{965 + 270 + 1370}{965}\right]\left(1 + 0{,}25\,\frac{500}{1365}\right)\cdot 0{,}0274 = 0{,}162,$$

welche Zahl noch zu korrigieren ist für die Abhängigkeit des Sättigungsstroms von der Form des zylindrischen Zerstreuungsgefäßes, diese Korrektur beträgt nach Enane

$$F = \left(\frac{1}{1 - C\cdot\frac{O}{V}}\right),$$

wo O die Oberfläche, V das Volumen des Zerstreuungsgefäßes und C eine empirische Konstante = 0,52 bedeutet. Da $O = 600 \cdot 4$ cm² war, ist

$$F = \left(\frac{1}{1 - 0{,}52\cdot\frac{600\cdot 4}{965\cdot 1}}\right) = 1{,}47.$$

aV ist demnach = 0,162 · 1,47 = 0,238 Volt/sec. Schätzen wir die Kapazität des Zerstreuungselektrometers zu etwa 10 cm[1]), so ergibt sich hieraus der Sättigungsstrom in G.S.E.

$$\frac{0{,}238\cdot 10}{300} = 0{,}00795,$$

d. h. die Aktivität des Wassers beträgt rund **8** Macheeinheiten.

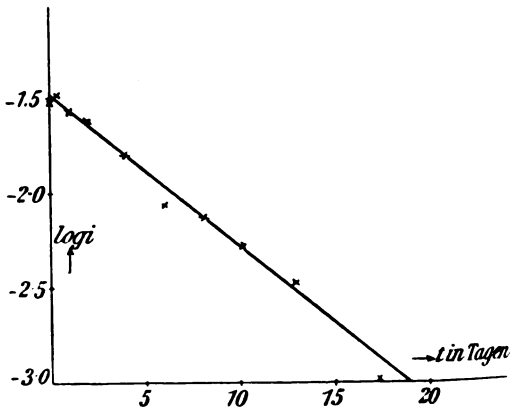
Wenn auch die Angaben verschiedener Instrumente nicht ohne weiteres miteinander verglichen werden können[2]), so kann man doch der Größenordnung nach sagen, daß das Brunnenwasser zu Mülhausen eine Aktivität aufweist, welche sonst nur bei Heilquellen gefunden wird. Ob dies auf einer Beimischung einer sehr stark radioaktiven Quelle zum Brunnenwasser beruht, oder ob die Wässer des ganzen Dollergebiets, aus dem das Brunnenwasser gepumpt wird, eine derartige gleichmäßig hohe Aktivität zeigen, müssen erst Untersuchungen im ganzen Quellgebiet zeigen.

1) Diese Schätzung entspricht Angaben, die über die Kapazität von Instrumenten nach H. W. Schmidt gegeben sind, leider stand mir eine Anordnung zur genauen Messung der Kapazität nicht zur Verfügung, jedoch glaube ich, daß die Annahme auf + 20 Proz. richtig ist und zur Feststellung der Größenordnung der Aktivität des Wassers genügt.

2) Vgl. Marie Randall, Chemikerzeitung, S. 299, 1910.

Was die Natur der hier beobachteten Radioaktivität anlangt, war nach dem Anstieg der Zerstreuungswerte zu Anfang wahrscheinlich, daß es sich um Radiumemanation handelte. Eine Entscheidung hierüber konnten Beobachtungen über das Abklingen der Aktivität ergeben. Diese wurden folgendermaßen angestellt: Eine Reihe von Flaschen wurden zu einer bestimmten Zeit vollständig mit Brunnenwasser gefüllt und gleichzeitig die Aktivität des Wassers nach der Durchströmungsmethode bestimmt. Nach bestimmten, gemessenen Zeiten wurde jeweils aus einer neuen Flasche $^1/_2$ Liter Wasser in das Schüttelgefäß eingefüllt und die Aktivität gemessen. Als Wert für die Aktivität wurde das Mittel über die während der ersten $12^1/_2$ Minuten beobachteten Zerstreuungswerte genommen, wobei nur die normale Zerstreuung 0,0006 Volt/sec. von den beobachteten Mittelwerten in Abzug gebracht wurde. Folgende Tabelle enthält die Resultate einer derartigen Versuchsreihe, die erste Kolonne enthält die Zeit in Tagen, die zweite das Mittel der Zerstreuungswerte.

t in Tagen	Voltabfall i im Mittel	t in Tagen	Voltabfall i im Mittel
0	0,0302	8,03	0,0076
0,39	0,0328	10,1	0,0053
1,02	0,0272	13,0	0,0033
2,0	0,0241	17,35	0,0012
4,02	0 0159	21,0	0,0004
6,07	0,0087		



In vorstehender Figur sind die Werte des Log. des Voltabfalls mit der Zeit aufgezeichnet. Die durchgezogene Kurve ist für den Abfall von Radiumemanation mit einer Halbzeitkonstante von 3,75 Tagen[1]) und einem, dem höchsten beobachteten Wert entsprechenden Anfangswert eingezeichnet. Man sieht ohne weiteres, daß die beobachteten Punkte in den Fehlergrenzen der Beobachtungen sich der Radium-

1) Vgl. Rümelin, diese Zeitschr. **8**, 803, 1907.

Digitized by Google

emanationskurve anschließen, eine bemerkenswerte bleibende Restaktivität des Wassers ist offenbar nicht vorhanden.

Daraus folgt, daß die Radioaktivität des Wassers höchstwahrscheinlich nur von einem Gehalt an Radiumemanation veranlaßt wird.

Mülhausen (Elsaß), Städtische Chemieschule, Physikalisch-chem. Abteilung, April 1910.

(Eingegangen 21. April 1910.)

Dämpfung elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen.

Von Wilh. Eickhoff.

In dieser Zeitschr. **10**, 703, 1909 veröffentlicht Herr Curt Richter unter obigem Titel einen Auszug aus seiner Hallenser Doktordissertation.

In der Tabelle (S. 706) seiner Arbeit sind für verschiedene Funkenlängen die von Rempp, Eickhoff, v. Traubenberg und Richter beim Funkenübergang in Luft ermittelten Dekrementwerte nebeneinander gestellt. Herr Richter weist auf den verschiedenen Verlauf der Remppschen und meiner Kurven gegenüber denjenigen von v. Traubenberg und der von ihm selbst gemessenen Resultate hin und gibt hierfür eine Erklärung, welche ich schon durchgreifender in meiner Arbeit[1]) „Über das Sprühen von Kondensatoren" gegeben habe. Für die oben angeführte Tabelle sind willkürliche Werte aus einer meiner Arbeiten genommen worden, welche weniger den Zweck hatte, Absolutmessungen von Dekrementen zu machen, als einen Vergleich über die Dämpfungen von Einfach- und Serienfunkenstrecken in Kondensatorkreisen anzustellen. Hätte Herr Richter aus meiner schon zitierten Arbeit, worin ich die Bedeutung des Sprühens von Kondensatoren für die Resonanzschärfe, also für Messungen nach der Bjerknesschen Methode klargelegt habe, die Kurve der „Einzelflasche unter Öl" (d. h. der Einfluß des Sprühens war annähernd eliminiert) genommen, so hätte er — abgesehen von den Remppschen Messungen[1]), welche aus dem Jahre 1904 stammen — die folgende Tabelle erhalten, wo alle 3 Meßreihen denselben Charakter, eben die Abnahme des Dekrementes mit zunehmender Funkenlänge, zeigen.

Funkenlänge	Eickhoff C—2000 cm	v. Traubenberg C – 8000 cm	Richter C—8000 cm
4 mm	0,090	0,080	0,109
5 „	0,082	0,075	0,102
6 „	0,077	0,070	0,097
7 „	0,072	0,065	0,095
8 „	0,070	0,063	0,093
9 „	0,068	0,062	0,091
10 „	0,066	0,061	0,090

1) Diese Zeitschr. **8**, 564, 1907.

1) Die Remppschen Resultate waren für die Technik der Funkentelegraphie bestimmt und für sie von größter Bedeutung, weil sie mit denselben Anordnungen gewonnen wurden, wie man sie dort noch vor kurzem verwendete. Sie hatten den großen Vorzug, daß sie zum erstenmal die Größe des Funkenwiderstandes, über den bis dahin die größte Unklarheit herrschte, zahlenmäßig bestimmten.

Hamburg, Januar 1910.

(Eingegangen 25. April 1910.)

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

Ein sehr einfacher Apparat für Gasverflüssigung.

Von Carl Benedicks.

Zur Verflüssigung der meisten Gase braucht man ja, auch nahe bei den kritischen Temperaturen, nur Drucke, die 100 Atm. nicht übersteigen; bei Kohlensäure ist z. B. der kritische Druck etwa 73 Atm. Werden nun die Druckapparate in größerem Maßstab ausgeführt, wie der vorzügliche, aber oft schwer zu handhabende Cailletetsche Apparat, setzt dies allerdings eine sehr feste Konstruktion voraus, mit entsprechenden Darstellungskosten. Es läßt sich aber eine sehr erhebliche Vereinfachung unter Innehalten nur kleiner Dimensionen des Druckapparates erzielen, und zwar auf folgende Weise.

Ein dickwandiges Glasrohr mit etwa 1,1 mm lichter Weite, von etwa 15 cm Länge, wird unten ein wenig erweitert (Fig. 1, *a*), oben zu einer Spitze ausgezogen, so daß ein immerhin dickwandiges Stück, 1 bis 1,5 cm lang, von, sagen wir, 0,2 bis 0,3 mm lichter Weite entsteht. Das zu verflüssigende Gas, z. B. CO_2, wird bis zur vollständigen Luftverdrängung durchgeleitet; dann wird bei *b* zugeschmolzen. Das Gas wird dann durch eine kleine Quecksilbermenge bei *c* abgesperrt (*a* nach oben halten, *Hg*-Tropfen zufügen, durch Einführen einer Stecknadel, die dem Gas genügend Ausfluß gibt, wird das *Hg* tief genug eingeführt; oder mit dünnwandiger Kapillare *Hg*-Tropfen direkt einführen. Es empfiehlt sich, während dem Füllen das Rohr abgekühlt zu erhalten, um mehr Gas zu bekommen).

Digitized by Google

Fig. 1.

Schließlich wird der eigentliche Druckkolben, der für etwa 100 Atm. dicht sein soll (bei dem gewählten inneren Durchmesser entspricht dies ja nur einem Druck von etwa 1 kg!), auf folgende Weise hergestellt. Aus dünnem Leder (etwa 1 mm dick), das mit Wachs-Vaselingemisch oder dergleichen imprägniert wurde, werden mit einem Locheisen einige winzige runde Plättchen ausgestanzt, deren Durchmesser der lichten Weite des Rohres gleichkommt (wenn ein passendes Locheisen nicht vorhanden ist, wird ein solches leicht hergestellt durch Ausbohren eines dicken Stahldrahtes, der dann gehärtet wird, Fig. 2). Dazu werden noch aus

Fig. 2.

härterem Material, etwa aus einer ganz dünnen Vulkanfiberplatte, einige runde Plättchen ausgestanzt, die am besten etwas kleiner sind, so daß sie in das Rohr leicht hineinkommen. Nun werden abwechselnd solche weiche und harte Plättchen (*d* und *c*) eingeschoben (etwa drei bis vier von jeder Art, eine Lederplatte *d* zuerst, bei dem *Hg*) und zuletzt ein Stückchen gerader Stahldraht *f* (von der Länge des Rohres), welches beinahe das Innere ausfüllt (Fig. 1).

Der Apparat ist dann gebrauchsfertig: ein leiser Druck auf den Stahldraht — auch nur mit der Spitze des kleinen Fingers! — genügt, den Druckkolben einzupressen und schließlich den verengten Rohrteil über dem *Hg*-Meniskus mit flüssiger Kohlensäure usw. zu füllen.

Durch das Vorhandensein der härteren Plättchen werden die Lederplättchen in radialer Richtung stark ausgepreßt, so daß die Dichtung eine ausgezeichnete wird; keine Spur von Quecksilber geht durch. Die Friktion ist verhältnismäßig groß, aber der Druck des verflüssigten Gases ist jedenfalls kräftig genug, um den Kolben, nach Entlastung des äußeren Druckes, wieder zur vollständigen Vergasung zurückzutreiben.

Jede Explosionsgefahr ist der kleinen Dimensionen des Apparates wegen ganz ausgeschlossen; wird nach vollständiger Verflüssigung des Gases der Druck gesteigert, bricht allerdings das Rohr schließlich, aber in sehr friedlicher Weise!

Zur Demonstration der kritischen Erscheinungen verwende ich einfach eine gewöhnliche Holzzwinge (Fig. 3). In der Richtung der

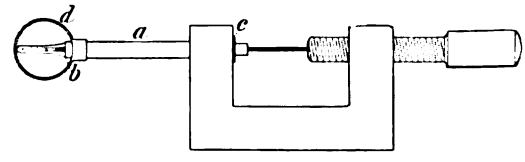


Fig. 3.

Schraube ist dieselbe durchbohrt und in dem Bohrloch ein Messingrohr *a* angebracht, das bei *b* eingeengt, bei *c* mit einem angelöteten Flansch versehen ist; das Glasrohr wird darin eingeschoben, so daß die Spitze links herausragt; beim Drehen der Schraube ist es leicht, den Flüssigkeitsmeniskus im Kapillarraum entstehen zu lassen und leise zu bewegen. Für eine gute Projektion (Objektiv mit kurzer Brennweite zu benutzen!) ist es zu empfehlen, die Spitze des Rohres in einem kleinen, mit Glyzerin gefüllten Plangefäß (*d*, Fig. 3) untertauchen zu lassen (besteht aus einem Messingring mit seitlichem Rohrstutz, Glaswände mit Picein angekittet). Außer einem Brechungsindex, der demjenigen des Glases ziemlich nahe kommt, bietet das Glyzerin folgenden Vorteil: nach Demonstration der Verflüssigung der Kohlensäure bei Zimmertemperatur wird das Kühlgefäß des Projektionsapparates entfernt; des großen Absorptionsvermögens des Glyzerins für große Wellenlängen wegen steigt die Temperatur des Plangefäßes sehr schnell, so daß die kritische Temperatur (31°) bald erreicht und keine Verflüssigung mehr möglich ist; andererseits schützt

Digitized by Google

das Glyzeringefäß das kurzbrennweitige Objektiv gegen Erhitzung.

Einige verschiedene Anwendungen dieses einfachen Apparates lassen sich voraussehen. So dürfte es für das Übungslaboratorium nicht unwillkommen sein, die kritischen Daten, Verflüssigungsdiagramme usw., bestimmen zu können. Dabei empfiehlt es sich, als Druckmesser ein zweites ebensolches Rohr anzuwenden, das mit trockener Luft gefüllt ist (beide Rohre werden zuerst geteilt und kalibriert) und das mit demselben Stahldraht (freies Ende!) gedrückt wird wie das Verflüssigungsrohr. Dadurch wird nur die Differenz der Kolbenfriktionen übrig bleiben; um auch diese, wenn nötig, zu eliminieren, sind Ablesungen sowohl bei zunehmendem wie bei abnehmendem Druck vorzunehmen.

Wegen der äußerst niedrigen Herstellungskosten dürfte sich dieser Gasverflüssigungsapparat auch für den Schulgebrauch sehr gut eignen.

Upsala, Chemisches Universitätslaboratorium, Mai 1910.

(Eingegangen 14. Mai 1910.)

BESPRECHUNGEN.

J. J. Thomson, Die Korpuskulartheorie der Materie. Autorisierte Übersetzung von G. Siebert. (Die Wissenschaft. Heft 25.) 8. VIII u. 166 S. Braunschweig, Vieweg & Sohn. 1908. M. 5.—, gebunden M. 5.80

Ein Buch Thomsons bedarf natürlich in einer physikalischen Zeitschrift keiner Empfehlung. Ich beschränke mich daher darauf, einige besonders wichtige Partien desselben herauszuheben. Im ersten Kapitel dürften von besonderem Interesse sein die Versuche Thomsons, aus denen er schließt, daß in außerordentlich verdünnten Gasen die Träger der positiven Ladungen unabhängig von der Gasfüllung werden; es gibt nach dem Verf. zwei und nur zwei e/m-Werte; der eine $5 \cdot 10^3$ und der andere doppelt so groß. Diese „positive Kugel", wie Thomson sie nennt, spielt eine große Rolle in dem Bilde vom Bau des Atoms, von welchem der Verf. im 6. Kapitel ausführlich handelt. Im 7. Kapitel werden mehrere Methoden beschrieben, um die Anzahl der Elektronen im Atom zu bestimmen. Eine von diesen beruht auf den optischen Eigenschaften der Körper (Dispersion und Absorption) und führt zu dem Resultat, daß die Zahl der Elektronen klein, etwa von der Größenordnung des Atomgewichts ist. Hier ist vielleicht nicht mit genügender Deutlichkeit hervorgehoben, daß diese Methoden nur einen kleinen Teil der überhaupt vorhandenen Elektronen zu liefern brauchen und liefern, da ja das Zeemansche Phänomen und die Serienspektren ungeheure Elektronenzahlen pro Atom voraussetzen. — Die Übersetzung läßt manchmal zu wünschen übrig. Cl. Schaefer.

A. Righi, Strahlende Materie und magnetische Strahlen. Aus dem Italienischen übersetzt von M. Iklé. gr. 8. VIII u. 391 S. mit 74 Figuren. Leipzig, J. A. Barth. 1909. M. 6,40, geb. M. 7,20

Das Buch enthält die neuesten Untersuchungen des Verfassers über die von ihm als magnetische bezeichneten Strahlen. — Vorweg werden in dem ersten Teil in vier Kapiteln (Einleitung, Strahlen negativer Elektronen, Strahlen positiver Ionen, Die Möglichkeit des Vorkommens anderer Strahlen) die verschiedenen in evakuierten Röhren auftretenden Strahlenarten behandelt. Erst der zweite Teil handelt von den „magnetischen Strahlen".

Zur Annahme der Existenz solcher besonderen Strahlen führten, nach Hinweis früherer Autoren, den Verfasser die Erscheinungen in evakuierten Röhren bei Anwendung sehr starker Magnetfelder, die hier parallel den Kraftlinien sich bewegenden Strahlen ließen bei näherer Betrachtung die zunächst naheliegende Auffassung derselben, als um die Kraftlinien sich herumwindender negativer Elektronen, nicht zu. Der Verfasser betrachtet deshalb Systeme, gebildet aus einem positiven Ion und einem in zwar kleinem, aber doch nicht unendlich kleinem Abstande um dasselbe rotierenden negativen Elektron, Systeme also, die in der Mitte stehen zwischen den stabilen elektrisch neutralen Atomen oder Molekülen und den völlig in positive Ionen und negative Elektronen gespaltenen Bruchteilen.

Die Stabilität solcher Gebilde wird durch ein Magnetfeld im allgemeinen erhöht, sie erfahren ferner ponderomotorische Kräfte im Magnetfelde.

Righi nimmt nun an, daß die magnetischen Strahlen, die dem Verlauf der Kraftlinien folgen und weder als negative Elektronen noch als positive Ionen aus verschiedenen Gründen gedeutet werden können, als solche aus einem positiven Ion und negativen Elektron gebildeten Doppelsternen bestehen.

Der Verfasser hat diese Hypothese nach verschiedenen Richtungen hin experimental geprüft und bestätigen können. Da er erst kürzlich einen Bericht über seine Untersuchungen in dieser Zeitschrift gebracht hat, erübrigt sich hier ein näheres Eingehen darauf. Es handelt sich hier ja um noch im Fluß befindliche Untersuchungen, die auch für den, der kritisch der Erklärung Righis gegenübersteht, sehr viel Interessantes und Anregendes bieten.

Die vorzügliche Übersetzung ist dem Original völlig gerecht geworden. —

Die deutsche Ausgabe hat gegenüber der italienischen einige vom Autor selbst herrührende kleine Änderungen erfahren und außerdem im Anfang, in dem einige „Mathematische Ableitungen" gegeben sind, zwei größere Zusätze erhalten. F. Krüger.

E. Liebenthal, Praktische Photometrie. gr. 8. XV u. 445 S. mit 201 Abbildungen. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1907. M. 19.—, gebunden M. 20.—

Das vorliegende Werk füllt zweifellos eine Lücke der physikalischen und technischen Literatur aus, denn es gibt in gedrängter Darstellung so gut wie alles, was

Digitized by Google

auf dem Gebiete der Photometrie für den Physiker sowohl als für den Praktiker zu wissen notwendig ist. Der Verf. ist dabei mit Geschick der Gefahr entgangen, lediglich ein praktisches Werk zu schaffen; vielmehr sind überall wissenschaftliche und theoretische Gesichtspunkte, die ja nach Boltzmann „etwas eminent Praktisches" im weiteren Sinne sind, in die Darstellung verwoben. Das Werk sei bestens empfohlen.

Cl. Schaefer.

H. Weber u. J. Wellstein, Enzyklopädie der Elementar-Mathematik. Ein Handbuch für Lehrer und Studierende. In 3 Bänden. III. Bd.: Angewandte Elementar-Mathematik. gr. 8. XIII u. 666 S. mit 358 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 14.—

Der vorliegende dritte Band des bekannten Werkes, an dem außer den Herausgebern auch noch R. H. Weber wesentlich mitgearbeitet hat, behandelt in 5 Büchern folgende Gegenstände:

1. Buch: Mechanik (Wellstein und R. H Weber); 2. Buch: Elektrische und magnetische Kraftlinien (R. H. Weber); 3. Buch: Maxima und Minima (H. Weber); 4. Buch: Wahrscheinlichkeitsrechnung (H. Weber); 5. Buch: Graphik (Wellstein). Dazu treten noch einige Zusätze und Berichtigungen zu den vorhergehenden Bänden.

Das Hauptinteresse der Leser dieser Zeitschrift konzentriert sich naturgemäß auf die physikalischen Teile. Unter diesen möchte ich besonders das 2. Buch (Elektrische und magnetische Kraftlinien) als eine prächtige Leistung hervorheben: da ist alles so abgerundet und klar, kein Wort zu viel und zu wenig, daß man daran wirklich restlos seine Freude haben kann. Das Werk sei allen Fachgenossen bestens empfohlen.

Cl. Schaefer.

G. Bornemann, Stöchiometrie. Grundzüge der Lehre von den chemischen Berechnungen. Mit 59 durchgerechneten Beispielen und 265 Aufgaben. 8. VIII u. 192 S. Leipzig, S. Hirzel. 1909. In Leinen gebunden M. 4.—

Das vorliegende Buch, dessen Verf. als Lehrer an der Kgl. Gewerbeakademie in Chemnitz wirkt, ist dazu bestimmt, Anfänger in die Theorie und die Praxis des einfachen chemischen Rechnens einzuführen. Die durchaus elementar gehaltene, aber doch von selbständigem Urteil des Verfs. zeugenden Darlegungen sind im allgemeinen als sachgemäß zu bezeichnen, nur hätten sie sich an manchen Stellen vielleicht etwas einfacher gestalten lassen. Ob es zweckmäßig ist, auch nach den neueren Fortschritten der Atomtheorie nach der Seite ihrer experimentellen Begründung hin noch auf die Benutzung des Atom- und Molekularbegriffes als Ausgangspunkt für so elementare Darlegungen, wie hier in Frage stehen, zugunsten der für den Anfänger zweifellos sehr viel weniger leicht verständlichen direkten Ableitung aus empirischen Daten zu verzichten, mag dahin gestellt bleiben. B. stellt jedenfalls in Anlehnung an Ostwald die empirische Ableitung in den Vordergrund und zeigt erst in einem folgenden Kapitel, wie sich die regelmäßigen Zahlenverhältnisse durch die Lehre von den Atomen und Molekülen erklären, d. h. verständlich machen lassen, jedoch scheint es mir nach den schönen Arbeiten von Perrin, Svedberg, Seddig, Ehrenhaft, Rutherford, Geiger, Regener u. A. durchaus zulässig, die Atomtheorie wieder in den Mittelpunkt der Stöchiometrie zu stellen, aus dem sie in jüngster Zeit verdrängt zu werden Gefahr lief. Gleichwohl ist nicht zu bezweifeln, daß die vorliegende Stöchiometrie beim Unterricht recht gute Dienste wird leisten können.

Werner Mecklenburg (Clausthal i. H.).

E. Fabry, Traité de mathématiques générales. Paris, A. Hermann. 1909.

Der Verfasser des vorliegenden Buches stellt sich die Aufgabe, Chemiker, Physiker, Ingenieure und Studierende der Mathematik in fast alle Gebiete der höheren Mathematik einzuführen, die für praktische Anwendungen nötig sind. Weniger dem Umfange (440 Seiten in Oktav) als dem behandelten Lehrstoffe nach ist es etwa unserem deutschen Lehrbuche von Kiepert zu vergleichen. Im Unterschied von früheren französischen, für Techniker bestimmten Handbüchern geht der Verf. nur in wenigen Punkten über entsprechende deutsche Lehrbücher hinaus. So werden die Oberflächenintegrale (Stokesscher und Greenscher Satz), partielle Differentialgleichungen freilich nur auf 8 bezw. 6 (!) Seiten behandelt. Daß die analytische Geometrie, die u. a. sogar die Theorie der Kegelflächen und Kreisschnitte bei Flächen zweiten Grades bringt, erst weit hinter der Bildung des Funktionenbegriffes und der Ableitung behandelt wird, erscheint Ref. als ein erheblicher Mangel, da die graphische Darstellung, wie allgemein anerkannt wird, den Gang der analytischen Untersuchung wesentlich erleichtert. Ein Schlußkapitel von 57 Seiten ist der Mechanik gewidmet, in welchem schon nach wenigen Seiten die Kraftlinien und die Potentialfunktion analytisch formuliert werden. Natürlich ist durch die große Fülle des Inhalts nicht nur in diesem Teile, sondern überhaupt eine solche Knappheit der Darlegung bedingt, daß weder von einer leichtfaßlichen Darstellung noch von einer strengen Auseinandersetzung der grundlegenden Prinzipien die Rede sein kann. Oft hat sich der Leser nur mit Andeutungen zu begnügen. So findet z. B. die Methode der kleinsten Quadrate, ebenso wie die Theorie der Fourierschen Reihe auf einer einzigen Seite Platz. An einer andern Stelle bringt es der Verf. fertig, die gewöhnlichen Differentialgleichungen (singuläre Lösungen, lineare homogene Gleichungen, die Gleichungen von Lagrange, Clairant, Euler und die Trajektorien) auf 10 Seiten zu behandeln.

E. Juretzka.

Hugo Buchholz, Das mechanische Potential (nach Vorlesungen von Boltzmann bearbeitet) und Die Theorie der Figur der Erde. Zur Einführung in die höhere Geodäsie (angewandte Mathematik). Erster Teil. Lex. 8. XVI u. 470 S. mit 137 Fig. Leipzig, J. A. Barth. 1908. M. 15.—, gebunden M. 16.—

Das vorliegende Werk soll nach Absicht des Verfassers zur Einführung in die höhere Geodäsie dienen. Mit der Entwickelung der letzteren ist im vorliegenden ersten Teile erst der Anfang gemacht, während der Hauptinhalt des Bandes durch eine recht gut gelungene Darstellung der Potentialtheorie gebildet wird, die sich im wesentlichen an eine vom Verf. nachgeschriebene Boltzmannsche Vorlesung anschließt. Auch derjenige, den die geodätischen Probleme nicht interessieren, wird daher mit Nutzen sich dieses Werkes

Digitized by Google

bedienen können; auch für Studierende erscheint es mir recht geeignet. Cl. Schaefer.

Rudolf Blochmann, Grundlagen der Elektrotechnik. (No. 168 der Sammlung „Aus Natur und Geisteswelt".) 8. IV u. 106 S. mit 128 Abbildungen im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. M. 1.—, gebunden M. 1.25

Das vorliegende Werkchen sucht möglichst populär in die Elektrotechnik einzuführen. Es ist, wie es so häufig bei derartigen Büchern der Fall ist, dem Fehler der Oberflächlichkeit nicht entgangen, und ich fürchte, daß seine hauptsächliche Wirkung die sein wird, daß Laien, die es gelesen haben, glauben werden, sie verstünden jetzt etwas von der Sache. Cl. Schaefer.

K. Heun, Lehrbuch der Mechanik. I. Teil: Kinematik. Der Sammlung Schubert 37. Band. Leipzig, G. J. Göschen. 1908. Geb. M. 8.—

Der Inhalt des Werkes gliedert sich folgendermaßen:

Einleitung (Allgemeines, Operieren mit Vektoren, Elementarbegriffe aus der Theorie der Raumkurven);

I. Abschnitt: Kinematik des Punktes (Bewegung auf freier Bahn, auf einer Fläche, auf einer festen Kurve);

II. Abschnitt: Elementare Punktsysteme (zwangläufige Mechanismen mit gesonderten Massenpunkten, Punktverbindungen mit zwei Einheitsgraden, ebene Stabketten, spannende Beschleunigung bei gebundenen Systemen);

III. Abschnitt: Kinematik des starren Körpers (getrennte Positionen eines starren Körpers, kinematische Elementarvektoren am starren System, Systemgrößen für den starren Körper);

IV. Abschnitt: Ketten aus starren Körpern;

V. Abschnitt: Allgemeine Systeme.

Aus dieser Inhaltsangabe dürfte die Anlage des Buches genügend hervorgehen, wie auchdie Reichhaltigkeit des verarbeiteten Stoffes.

Da die Darstellung für Anfänger beabsichtigt ist, so möchte ich bemerken, daß sie mir persönlich recht schwierig und wenig durchsichtig scheint. Dazu trägt bei der Umstand, daß der Verf. für die Vektorrechnung seine eigenen Bezeichnungen benutzt, statt sich an diejenigen der mathematischen Enzyklopädie zu halten. Die Begründung des Verf. für diese Abweichung ist mehr als dürftig.

Wer sich durch die angegebenen Mängel der Darstellung von einem intensiven Studium nicht abschrecken läßt, wird das Werk im übrigen schätzen lernen.

Cl. Schaefer.

J. D. van der Waals, Lehrbuch der Thermodynamik in ihrer Anwendung auf das Gleichgewicht von Systemen in gasförmig-flüssigen Phasen. Nach Vorlesungen bearbeitet von Ph. Kohnstamm. Erster Teil. XII u. 287 S. (Amsterdam) Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Geb. M. 12.—

Der Inhalt des vorliegenden Werkes deckt sich nach Angabe des Vorwortes von van der Waals im wesentlichen mit dessen Vorlesungen über Thermodynamik, die hauptsächlich den Zweck haben, Resultate eigener Untersuchungen zu geben. Schon daraus geht hervor, daß man es hier mit einem Buche zu tun hat von großer Eigenart, das vielfach — um nicht zu sagen überall — andere Wege geht, als die bei uns üblichen Lehrbücher der Thermodynamik. Der Inhalt gliedert sich folgendermaßen: I. Abschnitt (Erster Hauptsatz und Anwendungen); II. Abschnitt (Zweiter Hauptsatz und Anwendungen); III. Abschnitt (Die Gleichgewichtsprinzipien und Anwendungen); IV. Abschnitt (Thermodynamische Theorie der Kapillarität). Es sei nur ganz allgemein bemerkt, daß in dem Werke hauptsächlich die Methoden der holländischen Schule angewandt werden, die von der Hand eines Meisters dargestellt zu sehen, für alle Fachgenossen von hohem Interesse sein dürfte. Cl. Schaefer.

J. Fröhlich, Experimentelle Erforschung und theoretische Deutung der allgemeinen Gesetzmäßigkeiten der Polarisation des gebeugten Lichtes. (Aus math. u. naturwiss. Berichte aus Ungarn.) gr. 8. XVI u. 358 S. mit 35 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 18.—

Das vorliegende Buch ist ein Sonderabdruck aus den „Mathematischen und naturwissenschaftlichen Berichten aus Ungarn", Bd. 22. Es ist kein Lehrbuch, sondern eine in breitester Weise geschriebene Originalabhandlung, so daß ein detailliertes Referat unmöglich ist. Sie zerfällt in drei Teile:

Der erste Abschnitt ist rein historisch; hier fällt es auf, daß manche wichtigen neueren Arbeiten gar nicht erwähnt sind, obwohl sonst Abhandlungen besprochen werden, die mit dem Thema gar keinen Zusammenhang haben.

Der zweite, theoretische Teil beschäftigt sich mit der physikalischen Darstellung der Kugelwellensysteme, die zur Beschreibung der hier auftretenden Polarisationsanordnungen geeignet sind: es sind die vom Verf. so genannten zirkumaxialen, meridionalen und isogonalen Kugelwellen.

Der dritte, experimentelle Teil erweitert die bisherigen Untersuchungen über die Polarisation des von Glasgittern gebeugten Lichtes hauptsächlich in folgenden Richtungen: Während man bisher nur die in der Beugungsebene fortschreitenden Strahlen untersuchte, beobachtete Verf. das ganze räumliche Strahlensystem. Um den Einfluß der Größe des Furchenintervalls festzustellen, benutzte Verf. Gitter mit vier zueinander senkrechten Strichsystemen, die von 0,5 mm bis 0,00116 mm Distanz in maximo variierten. Er findet in den allermeisten Fällen Unabhängigkeit des Polarisationszustandes vom Gitterintervall.

Verf. glaubt aus seinen Untersuchungen u. a. folgenden Schluß ziehen zu können: „Es folgt in ausschließlich zwingender Weise, unabhängig von jeder Hypothese über die Natur des Lichtes, daß der die sekundären Wellen erregende einfallende Lichtvektor nur senkrecht zu seiner Polarisationsebene gerichtet sein kann". Cl. Schaefer.

H. Pellat, Cours de l'Électricité. Tome III. Paris, Gauthier-Villars. 1908.

Das vorliegende Buch ist der Schlußband des Pellatschen Werkes, dessen erste Bände ich früher in dieser Zeitschrift angezeigt habe. Der dritte Band behandelt in drei Kapiteln die Elektrolyse, die Elektrokapillarität, die Erscheinungen der Ionen und Elektronen. Obwohl im allgemeinen des Vorzugs der französischen

Digitized by Google

Lehrbücher, der Klarheit der Darstellung, nicht entbehrend, ist doch auch dieser dritte Band im einzelnen manchmal recht unzuverlässig und kann daher nur mit Vorsicht benutzt werden. Um nur aus dem letzten Kapitel einiges herauszugreifen: Verf. gibt eine unrichtige Erklärung von der Ionisation der Luft durch den photoelektrischen Effekt; er benutzt das Wort „Ionisation" in zwei voneinander etwas abweichenden Bedeutungen; er führt den Versuch von Geitler, den dieser Autor selbst zurückgezogen hat, als Beweis für die magnetische Wirkung der Kathodenstrahlen an usw. Ganz nebenbei möge noch eine Eigenart des Pellatschen Buches erwähnt werden: alle Beweise sind aus dem Text in die Anmerkungen verbannt, was weder bequem noch pädagogisch ist. Als Kuriosum sei noch ein Anhang erwähnt, in dem der Verf. die bekannte Nernstsche Theorie, welche die Kontaktpotentialdifferenzen zwischen Elektrolyten und Metallen in Zusammenhang mit den osmotischen Phänomenen bringt, einer Kritik unterzieht; sie scheint ihm zwar nicht ohne heuristische Verdienste, aber doch so bedenklich, daß er sie nicht in den eigentlichen Text aufnehmen wollte. Diese Kritik beweist lediglich, daß der Verfasser die Nernstsche Theorie nicht verstanden hat.

Cl. Schaefer.

Tagesereignisse.

Von dem Programm der **82. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte** (Naturforscherversammlung), die vom 18. bis 24. September d. Js. in Königsberg i. Pr. tagen wird, dürfte folgendes von allgemeinem Interesse sein. Es werden sprechen: in der ersten, am 19. September in der großen Festhalle des Tiergartens stattfindenden „Allgemeinen Sitzung" Külpe (Bonn) über „Erkenntnistheorie und Naturwissenschaft" und Cramer (Göttingen) über „Pubertät und Schule", in der am 22. September im Konzertsaal des Tiergartens stattfindenden „Gemeinsamen Sitzung beider Hauptgruppen" Zenneck (Ludwigshafen) über „Gewinnung und Verwendung des Luftstickstoffes" und Ach (Königsberg) „Über den Willen", und in der zweiten, am 23. September im Konzertsaal des Tiergartens stattfindenden „Allgemeinen Sitzung" Tornquist (Königsberg) über „Geologie des Samlandes", Planck (Berlin) über „Die Stellung der neueren Physik zur mechanischen Naturanschauung" und v. Monakow (Zürich) über „Lokalisation der Hirnfunktionen". In Verbindung mit der Naturforscherversammlung, und zwar vor ihr, wird eine 14tägige Dampferrundfahrt in der Ostsee stattfinden, die von Swinemünde ausgehen und nach Wisby auf Gotland, Stockholm, Helsingfors, Wiborg (von wo aus ein Ausflug nach den Imatrafällen geplant ist), Petersburg, Riga und schließlich nach Pillau führen wird. Von dort wird ein Sonderzug die Teilnehmer an der Fahrt rechtzeitig zum Beginn der Versammlung nach Königsberg bringen. Nähere Mitteilungen über diese Dampferfahrt, an der nur 220 Personen teilnehmen können, sind von dem Vorsitzenden des Verkehrsausschusses, Kaufmann Chr. Bothe in Königsberg, Schleusenstraße 6, oder von dessen Stellvertreter, Dr. Rosenstock, Königstraße 80, zu beziehen.

98. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft, 4.—7. September 1910 in Basel. Für die allgemeinen Sitzungen stehen folgende Vorträge in Aussicht:

W. Ostwald (Leipzig): Über Naturphilosophie;
E. v. Drygalski (München): Die Vereisung von Meeresräumen, ihre Möglichkeiten, Entwicklung und Wirkung;
Ph. Guye (Genf): Les infiniments petits de la Chimie;
L. Rollier (Zürich): La Molasse de la Suisse et du Haut-Rhin;
P. Sarasin (Basel): Weltnaturschutz.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Warschau Dr. L. Teletow für Chemie, an der Böhmischen Universität Prag Dr. Posejpel für Experimentalphysik, an der Universität Lausanne Dr. Porchet für Chemie, an der Universität Leipzig Dr. J. E. Lilienfeld für theoretische Physik.

Ernannt: An der Universität von Wisconsin der a. o. Professor Dr. Max Mason zum ord. Professor der Mathematik, zu außerordentlichen Professoren die Assistantprofessoren E. B. Skinner für mathematische Physik und L. R. Ingersoll für Physik, an der Columbia-Universität Dr. Edward Kaßner zum ord. Professor der Mathematik, an der Harvard-Universität Dr. R. de C. Ward zum ord. Professor der Klimatologie, an der Technischen Hochschule Drontheim Universitäts-Stipendiat Dr. C. N. Riiber in Christiania zum ord. Professor für organische Chemie, an der Universität von Nord-Dakota in Grand Forks Dr. B. J. Spence von der Princeton-Universität zum Assistantprofessor für Physik und G. A. Abott zum Professor für Chemie, am Stevens Institute of Technology in Halifax Dr. A. St. McKensie zum Professor für Physik, an der Stanford-Universität in Palo Alto W. A. Hillebrand zum Assistantprofessor für Elektrotechnik, der Honorarprofessor für Telegraphie und Signalwesen an der Technischen Hochschule Dresden Geh. Baurat Dr. Richard Ulbricht zum Präsidenten der Generaldirektion der Sächsischen Staatsbahn, Dr. Jean Perrin zum Professor der physikalischen Chemie an der Faculté des sciences der Universität Paris, Dr. Frederick Lincoln Chase zum Direktor des Astronomical Observatory an der Yale-Universität in New Haven, der Chief Assistant am Royal Observatory zu Greenwich Dr. Philip Herbert Cowell zum Leiter des Nautical Almanac, an der Cornell University zu ord. Professoren J. L. Hutchinson und Virgil Snyder für Mathematik sowie A. W. Browne für Chemie, der Dozent an der Universität von Wisconsin Nathan C. Grimes zum Professor der Mathematik an der Universität von Arizona.

Berufen: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Göttingen Dr. Johannes Hartmann in gleicher Eigenschaft an die Universität Wien.

Abgelehnt: Der a. o. Professor an der Universität München Dr. Karl T. Fischer hat die Berufung zum ord. Professor der mathematischen Physik, angewandten Thermodynamik und Elektrotechnik an der Universität La Plata abgelehnt.

Auszeichnung: Die Wiener Akademie der Wissenschaften verlieh den Freiherr-v.-Baumgartner-Preis an den Professor der Physik an der Technischen Hochschule in Aachen Dr. Johannes Stark für seine Arbeiten über den „Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen" und den Haitinger-Preis an den Professor für Chemie an der Wiener Technischen Hochschule Dr. Anton Skrabal für analytische Arbeiten, sowie den Lieben-Preis an den Privatdozenten für Physik an der Universität Wien Dr. Felix Ehrenhaft in Wien für seine Untersuchungen über die Brownschen Bewegungen in Gasen. Der große Preis der Ungarischen Akademie der Wissenschaften in Budapest im Betrage von 200 Golddukaten wurde für das Septennium 1903—1909 dem Geh. Hofrat Prof. der Physik Dr. Izidor Fröhlich daselbst für seine Untersuchungen über die Polarisation des gebeugten Lichtes zuerkannt.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der mathematischen Physik an der Deutschen Universität Prag Dr. Ferdinand Lippich (als Nachfolger vorgeschlagen der a. o. Professor an der Universität Zürich Dr. Albert Einstein).

Gestorben: Der ord. Professor der Physik an der Universität Clermont-Ferrand und Direktor des Meteorologischen Observatoriums des Puy de Dôme Dr. B. Brunhes.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

Spindler & Hoyer, Göttingen

Werkstätten für Präzisionsmechanik

Neukonstruktion

Quarzfäden-Elektroskop mit mikroskopischer Ablesung nach Prof. Dr. **E. Wiechert.**

Vorteile:

Die Fäden erscheinen gekreuzt im Gesichtsfelde.

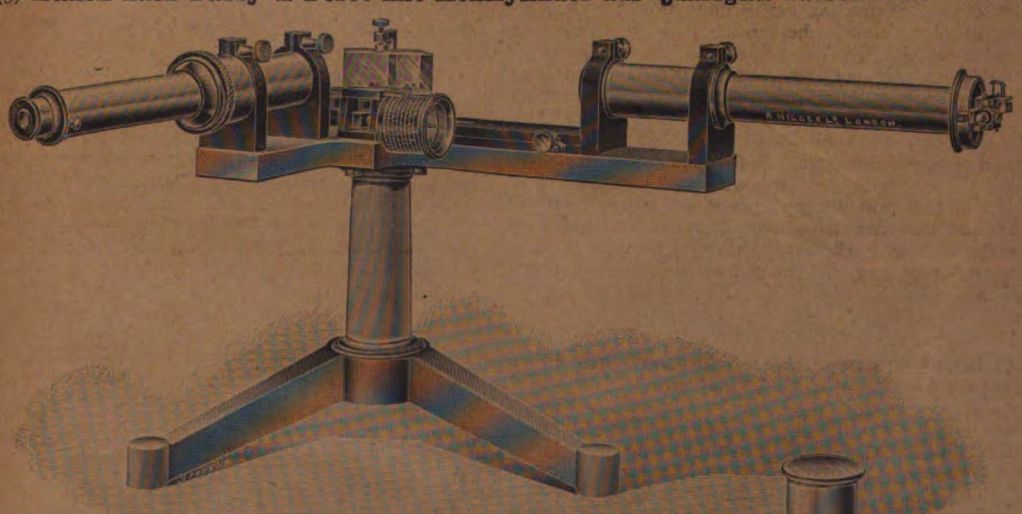
Eine Ablesung für beide Fäden. Zwei- bis dreimal so große Empfindlichkeit wie bei Blättchen-Elektrometern. Transportabel in aufgeladenem Zustande.

● *Katalog XXVI Deutsch, Englisch, Französisch.* ●

● Spektrometer mit Wellenlängen-Ablesung ●

speziell für die Verwendung mit folgenden Hülfsapparaten eingerichtet:

(1) **kleines Stufengitter nach Michelson,**
(2) **kleine Parallelplatte nach Lummer-Gehrcke,**
(3) **Etalon nach Fabry u. Perot mit Hohlzylinder aus Quarzglas zwischen den Platten.**

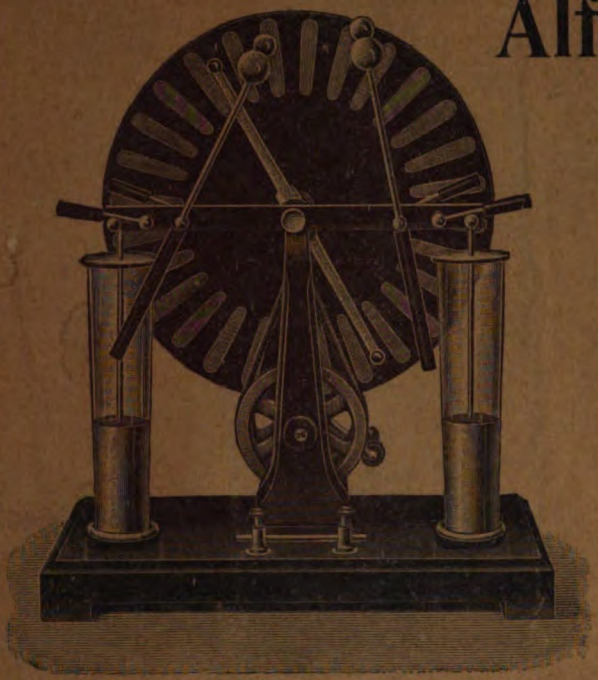


Die drei Hülfsapparate sind auf Wunsch auch ohne das Spektroskop erhältlich. Ausführl. Beschreibg. auf Verlangen franko.

ADAM HILGER, Ltd., 75 A Camden Road, London, NW.

Illustrierte Preisliste über Spektrometer und spektroskopische Apparate aller Art postfrei.

Digitized by Google



Alfred Wehrsen
Berlin

Größte Spezialfabrik

für

Influenz-Maschinen

Starkstrom-Maschinen

nach Wehrsen

Listen gratis.

F. Hellige & Co.
Freiburg im Breisgau.

Gradsichtige Prismen n. Prof. Koenigsberger, zur Projektion von Spektren. **Sehr lichtstark; große Öffnungen zu 1/5 der Preise von Wernickeschen Prismen.**

Säurefest gekittete Spiegelglasgefäße für Absorptions- und Spektralversuche, Lichtfilter, **Neßlerröhren.** Alle Formen, alle Größen.

Galvanometerspiegel, auch **besonders dünne von 0,05 mm.**

Ventile f. Wasserstrahlluftpumpen; neues, sicher wirkendes, billiges Modell.

Ausführl. Prospekte kostenfrei. Verkauf unserer Erzeugnisse durch Handlungen einschlägiger Apparate; Adressennachweis auf Verlangen.

Richard Müller-Uri, Braunschweig
Schleinitzstr. 19

Physikalische, chemische und meteorologische Unterrichts-Apparate und -Utensilien. — Glastechnische Präzisionsarbeiten.

Neuheiten: **Coulombmeter** nach Stephan D.R.G.M. — Righis **Röhren für magnetische Strahlen** mit Vakuum-Regulierung D.R.G.M. — **Quecksilber-Schnellpumpe. — Präzisions-Vakuometer** D.R.G.M. — **Pizzarello-Apparat. — Apparate für flüssige Luft. — Verflüssigte Gase in Röhren. — Projektions- und Extrem-Thermometer. — Elektroskope** und **Trockensäulen. — Vakuumröhren** nach Braun, Crookes, Geißler, Puluj, Lecher, Röntgen, Wehnelt. — **Leuchtschirme. — Normal-Geißlerröhren-Serie** „Kompendium". — **Original-Vakuumskalen** nach Croß.

Keiser & Schmidt
Berlin-Charlottenburg 2.

Präz.-Volt- und Ampèremeter, D. R. P. ◆ **Präz.-Schalttafelinstrumente.** ◆ **Kondensatoren.** ◆ **Funkeninduktoren.** ◆ **Pyrometer** bis 1600° C. ◆ **Rubenssche Thermosäulen.** ◆ **Elemente.**

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

Digitized by Google

DO NOT CIRCULATE

Digitized by Google

BOUND
JUN 21 1968
UNIV. OF MICH.
LIBRARY

Digitized by Google

Digitized by Google